

# ANNALEN DER PHYSIK.

BEGRÜNDET UND FORTGEFÜHRT DURCH

F. A. C. GREY, L. W. GILBERT, J. C. POGGENDORFF, G. U. E. WIEDEMANN, P. DRUDE.

VIERTE FOLGE.

BAND 33. HEFT 5.

DER GANZEN REIHE 338. BANDES 5. HEFT.

KURATORIUM:

M. PLANCK, G. QUINCKE.

W. C. RÖNTGEN, W. VOIGT, E. WARBURG.

UNTER MITWIRKUNG

DER DEUTSCHEN PHYSIKALISCHEN GESELLSCHAFT

HERAUSGEGEBEN VON

W. WIEN UND M. PLANCK.



LEIPZIG, 1910.

VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH.

DÖRRRIENSTRASSE 16.

*Bestellungen auf die „Annalen“ werden von allen Buchhandlungen, von den Postämtern und von der Verlagsbuchhandlung angenommen. Preis für den in 15 Heften (= 3 Bänden) ausgegebenen Jahrgang 45 M.*

*(Ausgegeben am 10. November 1910.)*

# Inhalt.

	Seite
1. O. Lummer und Fr. Reiche. Über die Abhängigkeit der Strahlung einer Bunsenplatte (Bec-Meker) vom Ausstrahlungswinkel. . . . .	857
2. W. Wien. Über positive Strahlen. Dritte Abhandlung . . .	871
3. Eberhard Buchwald. Untersuchungen von Flammenspektren . . .	928
4. Wilhelm Wenz. Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Kaliumdampf und die daraus folgende Einatomigkeit seiner Molekeln . . . . .	931
5. Alexander Smith und Alan W. C. Menzies. Eine statische Methode zur Bestimmung von Dampfdrucken fester und flüssiger Stoffe . . . . .	971
6. Alexander Smith und Alan W. C. Menzies. Die Dampfdrucke des Quecksilbers . . . . .	979
7. Alexander Smith und Alan W. C. Menzies. Eine dynamische Methode zur Messung von Dampfdrucken und deren Anwendung auf Benzol und Salmiak. . . . .	989
8. Heinrich Weisel. Über die nach Fresnelscher Art beobachteten Beugungserscheinungen der Gitter . . . . .	993
9. Constantin Stasescu. Beiträge zur Kenntnis der Reflexion des Lichtes an einer dünnen Metallschicht . . . . .	1032
10. André Callier. Über monochromatische Beleuchtung von Spektralphotometern . . . . .	1059

Die Redaktion der Annalen wird von den umseitig genannten Herren besorgt. Den geschäftlichen Teil hat Herr Geh. Hofrat Prof. W. Wien übernommen, an den auch Manuskripte zu senden sind. Seine Adresse ist: Würzburg, Plecherring 8.

Es wird gebeten, die Manuskripte **druckfertig** einzuliefern und in den Korrekturen den beim Druck für sie verwendeten Raum nicht zu überschreiten.

Die Verlagsbuchhandlung liefert 100 **Sonderabdrücke** jeder Arbeit kostenfrei. Falls ausnahmsweise mehr gewünscht werden, so muß dies bei Rücksendung des ersten Korrekturbogens an die Druckerei auf dessen erster Seite bemerkt werden. Alle anderen, die Sonderabdrücke betreffenden Mitteilungen bittet man an die Verlagsbuchhandlung zu richten.

Anderweitiger **Abdruck** der für die Annalen bestimmten Abhandlungen oder Übersetzung derselben innerhalb der gesetzlichen Schutzfrist ist nur mit Genehmigung der Redaktion und Verlagsbuchhandlung gestattet.

Die **Zeichnungen** sind in möglichst sorgfältiger Ausführung den Abhandlungen auf besonderen Blättern beizulegen (nicht in das Manuskript selbst einzuzichnen). Da die Figuren fortan möglichst in den Text eingefügt werden sollen, ist die Stelle des Manuskriptes recht genau anzugeben, wo sie hingehören.

---

Zu kaufen gesucht: **Poggendorff's Annalen der Physik**,  
**Bd. I—143.** Gef. Off. direkt an: **Williams & Norgate**,  
 London W. C., 14 Henrietta Street, Covent Garden.



der

laut  
den V  
befin  
Gese  
lung  
gleich  
ist b  
lichte  
Maxie

scher  
den  
sind,  
nähe  
nur  
Land  
vern  
Ober

für  
And  
reist  
hol  
Wit  
zu  
das  
gew



# ANNALEN DER PHYSIK.

VIERTE FOLGE. BAND 33.

## 1. Über die Abhängigkeit der Strahlung einer Bunsenplatte (Bec-Meker) vom Ausstrahlungswinkel; von O. Lummer und Fr. Reiche.

### § 1. Einleitung.

Das Lambertsche Kosinusgesetz der Ausstrahlung gilt laut Theorie nur für einen Körper, der von absolut spiegelnden Wänden umschlossen ist, sich also im Wärmegleichgewicht befindet. Eine experimentelle Bestätigung des Lambertschen Gesetzes kann man also nur erwarten, wenn man die Strahlung des absolut schwarzen Körpers in einem Medium von gleichem Brechungsquotienten untersucht. Diese Bedingung ist bei der Strahlung des durch Lummer-Wien verwirklichten schwarzen Körpers in *Luft* nahezu erfüllt, da der Reflexionskoeffizient fast Null ist.

Bei realen Körpern hängt die Gültigkeit des Lambertschen Gesetzes von der Größe des Reflexionsvermögens und des Durchlässigkeitsvermögens ab. Je kleiner diese beiden sind, je größer also das Absorptionsvermögen ist, um so mehr nähert sich das Ausstrahlungsgesetz dem Lambertschen. Ist nur das Durchlässigkeitsvermögen gleich Null, so wird das Lambertsche Gesetz auch dann gelten, wenn das Reflexionsvermögen unabhängig vom Einfallswinkel ist (absolut diffuse Oberfläche).

Relativ einwandfrei läßt sich das Gesetz der Ausstrahlung für reale Körper theoretisch auf dem Wege herleiten, den unter Anderen Helmholtz im VI. Band seiner Vorlesungen über theoretische Physik p. 150ff eingeschlagen hat. Die von Helmholtz dort eingeführten Hypothesen entsprechen wohl der Wirklichkeit am besten, wenn man es mit gasförmigen Strahlern zu tun hat. Die Formel, zu der Helmholtz gelangt und die das Lambertsche Gesetz ausspricht, ist unter der Bedingung gewonnen, daß die strahlende Schicht unendlich ausgedehnt

ist. Da diese Bedingung in Wirklichkeit niemals erfüllt ist, so ergibt sich von selbst die Frage, wie das Ausstrahlungsgesetz sich modifiziert, wenn eine Schicht von nur endlicher Dicke strahlt. Im folgenden wollen wir zunächst nur gasförmige Strahler betrachten, bei denen wir den relativen Brechungsquotienten gegen das umgebende Medium (Luft) gleich Eins setzen und daher das Reflexionsvermögen vernachlässigen können.

## § 2. Theorie.

Wir folgen im großen und ganzen der Helmholtzschen Herleitung. Es sei  $SS$  (Fig. 1) eine seitlich unendlich ausgedehnte strahlende Gasschicht von der endlichen Dicke  $D$

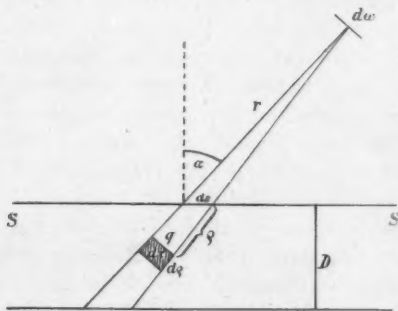


Fig. 1.

und  $ds$  ein Element der strahlenden Oberfläche. Wir denken uns die strahlende Schicht bestehend aus einzelnen strahlenden Dipolen, deren Anzahl pro Volumeneinheit sehr groß und gleich  $N$  sei. Ferner seien die Achsen der Dipole ungeordnet gerichtet. Ist auch noch die im Volumenelement  $dr$  enthaltene Anzahl  $N \cdot dr$  der Dipole sehr groß, so strahlt im Mittel jedes Volumenelement  $dr$  nach allen Richtungen gleich viel.

Es sei  $dw$  das von  $ds$  bestrahlte Flächenelement,  $r$  die Entfernung beider Elemente voneinander und  $\alpha$  der Winkel zwischen der Strahlungsrichtung  $r$  und der Normalen auf  $ds$ . Es stehe  $dw$  senkrecht auf  $r$ , und seine Dimensionen seien klein gegen  $r$ . Dann erhält die Einheit von  $dw$  die Strahlung aller derjenigen Dipole, welche in einem Elementarkegel liegen,

dessen Spitze sich in  $d\omega$  befindet und der aus der Oberfläche der strahlenden Schicht das Element  $ds$  ausschneidet.

Zur Berechnung dieser Strahlungsmenge betrachten wir ein Volumenelement  $d\tau$  des Strahlungskegels zwischen zwei zur Kegelachse senkrechten Querschnitten  $q$ , die im Abstände  $\varrho$  und  $\varrho + d\varrho$  von  $ds$  liegen. Dann ist:

$$d\tau = q d\varrho = \frac{(r + \varrho)^2 \cdot ds \cos \alpha}{r^2} d\varrho.$$

Es sei  $JN d\tau$  die gesamte von  $d\tau$  nach allen Richtungen (über die ganze  $d\tau$  umschließende Kugel) ausgestrahlte Energie. Dann ist die von  $d\tau$  nach  $d\omega$  gesandte Energie:

$$\frac{JN d\tau d\omega}{4\pi(r + \varrho)^2}.$$

Dies wäre der richtige Ausdruck, wenn keine Absorption beim Durchstrahlen der Schicht stattfände. Dieser Absorption wird in bekannter Weise Rechnung getragen durch den Faktor:

$$f(\varrho) = e^{-k\varrho},$$

wo  $k$  den Absorptionskoeffizienten der strahlenden Schicht bedeutet.

Die durch  $ds$  nach  $d\omega$  gesandte Energie  $E_\alpha$  wird demnach:

$$(1) \quad \left\{ \begin{aligned} E_\alpha &= \frac{JN ds d\omega \cos \alpha}{4\pi r^2} \int_0^{D/\cos \alpha} e^{-k\varrho} d\varrho \\ &= \frac{JN ds d\omega \cos \alpha}{4\pi r^2 k} \left[ 1 - e^{-\frac{kD}{\cos \alpha}} \right]. \end{aligned} \right.$$

Da Helmholtz von vornherein  $D = \infty$  setzt, so gelangt er zu der Formel:

$$(2) \quad \left\{ \begin{aligned} E_\alpha &= \frac{JN ds d\omega \cos \alpha}{4\pi r^2} \int_0^\infty f(\varrho) d\varrho \\ &= \frac{JN ds d\omega \cos \alpha}{4\pi r^2 \cdot k}, \end{aligned} \right.$$

also zum Lambertschen Gesetz.

1) E. Lommel, Wied. Ann. 10. p. 449. 1880.

Aus unserer Formel (1) für endliche Schichtdicke erkennt man, daß man zum Lambertschen Gesetz schon gelangt, wenn die Bedingung erfüllt ist:

$$k D = \infty.$$

In experimenteller Hinsicht gilt das Lambertsche Gesetz auch schon, wenn  $k D$  sehr groß ist. Es wird sich daher für jede Substanz ( $k$ ) eine Schichtdicke  $D$  angeben lassen, bei welcher die Strahlung nach dem Kosinusetz verläuft.

Der Ausdruck

$$e^{-\frac{k D}{\cos \alpha}}$$

ist das Durchlässigkeitsvermögen einer Schicht von der Dicke  $D/\cos \alpha$ ; ist, wie oben angenommen,  $k D$  sehr groß, so erst recht  $k D/\cos \alpha$ , das Durchlässigkeitsvermögen ist also gleich Null und dies heißt in anderen Worten: Die Länge des strahlenden Kegelstumpfes ist so groß, daß die Strahlung der von  $ds$  am weitesten entfernt liegenden Volumenelemente nicht mehr durch  $ds$  nach außen gelangt. In diesem Falle hat eine Verlängerung der Schicht längs  $r$ , d. h. eine Vergrößerung der Schichtdicke  $D$  keine Steigerung der Strahlung zur Folge. Der Kegelstumpf besitzt also die Strahlungsintensität des absolut schwarzen Körpers. Nach den Versuchen von Buchwald<sup>1)</sup> tritt dies für  $\text{CO}_2$  ein bei einer Länge der strahlenden Schicht von etwa 40 cm. Eine strahlende  $\text{CO}_2$ -Schicht von seitlich unendlicher Ausdehnung muß also schon bei der relativ geringen Dicke von etwa 40 cm gemäß dem Lambertschen Gesetz strahlen.

Läßt man die Schichtdicke kleiner und kleiner werden, so gelangt man zu dem anderen Extremfalle, in welchem  $k D/\cos \alpha$  sehr klein ist. Abgesehen von sehr großen Ausstrahlungswinkeln ( $\alpha$  nahe gleich  $90^\circ$ ) ist diese Bedingung erfüllt, wenn  $k D$  genügend klein ist. In diesem Extremfall nimmt das Ausstrahlungsgesetz folgende Form an:

$$(3) \quad \left\{ \begin{aligned} E_a &= \frac{J N ds d\omega \cos \alpha}{4 \pi r^2 k} \cdot \frac{k D}{\cos \alpha} \\ &= \frac{J N ds d\omega \cdot D}{4 \pi r^2} \end{aligned} \right.$$

1) E. Buchwald, Dissertation Breslau 1910.

Wir erhalten also das Resultat: *Bei einer Schichtdicke  $D$ , bei welcher  $kD$  sehr kleine Werte hat, ist, mit Ausschluß sehr schiefer Ausstrahlungswinkel, die Strahlungsenergie von der Ausstrahlungsrichtung unabhängig.*

Für alle anderen Werte von  $kD/\cos \alpha$ , welche zwischen den beiden behandelten Extremfällen liegen, erlaubt unsere allgemeine Formel (1) die Abhängigkeit der Ausstrahlung vom Winkel zu berechnen. Diese Berechnung ist für strahlende Kohlensäure und strahlenden Wasserdampf durchgeführt und experimentell an einer Bunsenplatte (Bec-Meker) geprüft worden. Da zur Berechnung gewisse experimentelle Daten gegeben sein müssen, so wollen wir zunächst die Versuchsanordnung beschreiben.

### § 3. Versuche.

Zunächst wurde zur Orientierung die Gesamtstrahlung des Bec-Meker gemessen. Hinter der geeigneten Öffnung eines wassergespülten Schirmes war der Bec-Meker vom Querschnitt  $2 \times 6$  cm drehbar um seine Achse aufgestellt. Die Größe der Drehung und damit der Ausstrahlungswinkel konnte an einem Teilkreis bis auf  $1^\circ$  abgelesen werden. Die durch die Öffnung dringende Strahlung fiel auf eine lineare Rubenssche Thermosäule und wurde mittels eines Panzergalvanometers gemessen. Natürlich war dafür gesorgt, daß der auf die Thermosäule fallende Strahlungskegel einen sehr kleinen Öffnungswinkel hatte, so daß das wirksame Stück der strahlenden Schicht einen überall gleichen Querschnitt von der Form der Öffnung hatte. Bei der geringen Breite (6 cm) der strahlenden Schicht konnte die Ausstrahlung nur bis zu einem Winkel von  $50^\circ$  gegen die normale Strahlungsrichtung verfolgt werden.

Aus den Strahlungsmessungen von Hrn. Buchwald über die Absorption des Bec-Meker wurde der Wert von  $k$  angenommen und die Strahlung gemäß Formel (1) berechnet. Es lohnte sich nicht hier genauer vorzugehen, da bei der Gesamtstrahlung die Strahlung des Wasserdampfes von der der Kohlensäure nicht zu trennen ist. Diese orientierenden Versuche zeigten, daß das Ausstrahlungsgesetz des Bec-Meker infolge seiner geringen Dicke (trotz der starken Absorption der Kohlensäure) dem zweiten Extremfall sehr nahe kommt. Seine Strahlung ist nahezu unabhängig vom Winkel innerhalb  $0^\circ$  und  $50^\circ$ .

Um unsere allgemeine Formel (1) prüfen zu können, ließen wir daher einen nach Art des Bec-Meker konstruierten Brenner von relativ großen Dimensionen („Bunsenplatte“) anfertigen. Der Querschnitt dieser „Bunsenplatte“ betrug etwa  $5 \times 16$  cm.

Die Strahlung der Bunsenplatte  $SS$  (Fig. 2) fällt auf den versilberten Hohlspiegel  $H_1$ , wird von diesem auf dem Kollimatorspalt  $Sp$  des Spektrolometers konzentriert und fällt

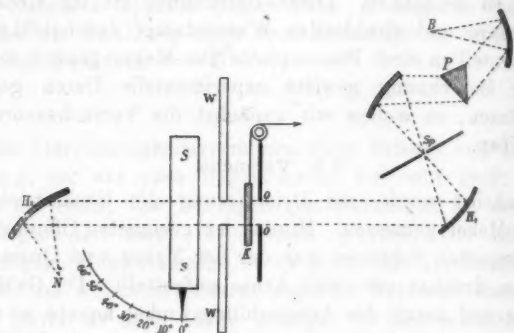


Fig. 2.

nach spektraler Zerlegung durch das Flußspatprisma  $P$  auf das Linearbolometer  $B$  nach Lummer-Kurlbaum. Es wurde der Abstand des Kollimatorspaltes vom Hohlspiegel  $H_1$  gleich der Brennweite des Hohlspiegels gewählt, so daß ein paralleles Strahlenbündel zur Wirksamkeit gelangte. Dieses war begrenzt durch eine rechteckige Öffnung  $OO$ ; bei diesen Dimensionen war das Flußspatprisma von  $2 \times 2$  cm Kathetenfläche voll ausgefüllt. Die Blende war durch eine wassergespülte Klappe  $K$  verschlossen, die vom Meßtisch aus hochgezogen werden konnte. Um die Meßvorrichtung gegen die intensive Strahlung der Bunsenplatte zu schützen, war bei  $WW$  ein großer, wassergespülter Schirm aus Metall mit geeigneter Öffnung angebracht. Außerdem befand sich die Bunsenplatte in einem Asbestgehäuse mit Schornstein, durch den die Verbrennungsgase aus dem Zimmer entfernt wurden.

Die Bunsenplatte konnte auf einem Teilkreis um ihre vertikale Achse meßbar gedreht werden. Bei den gewählten

Dimensionen war die Blende usw. bis zu einem Drehungswinkel von  $\pm 60^\circ$  noch voll ausgefüllt.

Die Konstruktion der Bunsenplatte bereitete einige Schwierigkeiten. Beim Bec-Meker ist der Gasluftraum nach oben siebartig abgeschlossen durch eine etwa 1 cm dicke Platte, welche vertikale Kanäle rechteckigen Querschnittes besitzt. Es mußte also bei unserer Bunsenplatte ein solcher siebartiger Abschluß von  $5 \times 16$  cm Querschnitt und 1 cm Dicke hergestellt werden. Seine Konstruktion ist aus Fig. 3 zu ersehen.

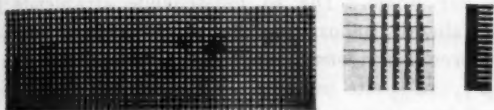


Fig. 3.

Um die beträchtliche Menge von Gas und Luft zu erhalten, war die aus Fig. 4 ersichtliche Anordnung getroffen.

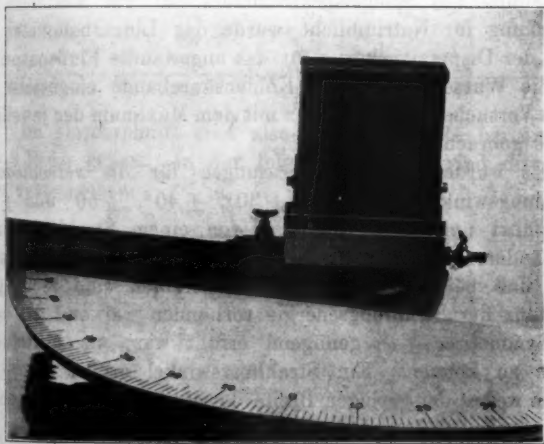


Fig. 4.

Dem von beiden Seiten gespeisten Gaszuleitungsrohr entströmte das Gas durch eine große Anzahl von oben eingebohrten



Löchern und gelangte in einen Blechkasten. Der Abstand des unten schirmartig erweiterten Kastens vom Zuleitungsrohr war innerhalb geringer Grenzen variabel, um das geeignete Gasluftgemisch herzustellen. Die Gaszufuhr konnte durch Hähne reguliert werden.

Nach Entzünden des Brenners wurden die Hähne soweit abgedrosselt, bis wie beim Bec-Meker der charakteristische bläuliche Saum sich der Brennerplatte angeschmiegt hatte. Ein weiteres Abdrosseln hatte meist ein Durchschlagen der Flamme zur Folge. Die so entstehende strahlende Schicht hat eine überall nahezu gleiche Strahlungsintensität und in ihrer äußeren Form etwa die Gestalt einer Platte von 14 cm Länge,  $3\frac{1}{2}$  cm Breite und 8 cm Höhe, so daß die Bezeichnung „Bunsenplatte“ sich rechtfertigt.

Infolge der spektralen Zerlegung der von dieser Platte ausgehenden Strahlung ist man imstande, das Strahlungsgesetz getrennt für die beiden im Bunsenbrenner strahlenden Gase, Kohlensäure und Wasserdampf, zu verfolgen. Nach Einstellung des Spiegelspektrometers auf das Minimum der Ablenkung für Natriumlicht wurde das Linearbolometer mit Hilfe der Dispersionskurve für das angewandte Flußspatprisma auf die Wasserdampf- bzw. Kohlensäurebande eingestellt und durch Versuche zur Koinzidenz mit dem Maximum der jeweiligen Bande gebracht.

Es wurden Strahlungsmessungen für die verschiedenen Strahlungswinkel  $0^\circ$ ,  $\pm 20^\circ$ ,  $\pm 30^\circ$ ,  $\pm 40^\circ$ ,  $\pm 50^\circ$  und  $\pm 60^\circ$  ausgeführt und beim Übergang von einem Strahlungswinkel zum anderen stets die Strahlung bei  $0^\circ$  gemessen. Es zeigte sich, daß bei den meisten Versuchsreihen eine recht gute Konstanz der Strahlungsenergie vorhanden war und daß auch die Symmetrie ( $\pm \alpha$ ) genügend erfüllt war, um Mittelwerte bilden zu können. Ein Strahlungswinkel größer als  $\pm 60^\circ$  konnte wegen der geringen Breite der Bunsenplatte nicht untersucht werden.

Schlug die Flamme während einer Versuchsreihe durch, was immerhin selten eintrat, so wurde eine neue Versuchsreihe begonnen, trotzdem die Strahlung ihrem absoluten Werte nach nahe die gleiche war, wie vor dem Durchschlagen.



§ 4. Beobachtungsergebnisse.

a) Kohlensäure.

Wir teilen zunächst die Resultate für die Kohlensäurestrahlung mit. Als Beispiel sind in der folgenden Tab. 1 die Einzelausschläge für den Ausstrahlungswinkel  $40^\circ$  mitgeteilt und zwar sowohl für  $+40^\circ$  als  $-40^\circ$  zugleich mit den dazwischen eingeschalteten Beobachtungen für  $0^\circ$ .

Tabelle 1.

(CO<sub>2</sub> Maximum.)

Ausstrahlungswinkel				
Null	+ 40°	Null	- 40°	Null
6,9	8,2	6,6	8,5	7,6
7,1	8,8	6,5	8,6	7,1
7,1	8,3	7,1	8,3	7,0
7,0	7,8	6,6	8,4	6,8
7,1	8,3	7,1	8,6	6,7
	8,3	7,0	8,5	6,9
	8,5			6,9
	8,5			7,3
Mittel 7,0	8,3	6,8	8,5	7,0

Im Durchschnitt sind also die Mittelwerte bis auf etwa 2–3 Proz. genau. In der folgenden Tab. 2 sind die Mittelwerte angegeben.

Tabelle 2.

Winkel ( $\alpha$ )	Ausschlag
0°	6,9
± 20	7,3
± 30	7,6
± 40	8,4
± 50	9,4
± 60	11,3

Zur Berechnung gehen wir aus von der Formel (1):

$$E_a = \frac{J N d s d\omega \cos \alpha}{4 \pi r^2 k} \left[ 1 - e^{-\frac{k D}{\cos \alpha}} \right],$$

wo  $J$ ,  $N$  und  $k$  Konstanten der Substanz sind.

Infolge der getroffenen Versuchsanordnung ist auch der Ausdruck  $\frac{ds d\omega \cos \alpha}{4 \pi r^2}$  konstant, so daß wir schreiben können:

$$(4) \quad E_a = C \left[ 1 - e^{-\frac{kD}{\cos \alpha}} \right];$$

diese Formel erlaubt die relativen Werte von  $E_a$  zu berechnen, wenn  $kD$  bekannt ist. Um diese Größe zu bestimmen, genügen die Beobachtungen für zwei verschiedene Winkel. Wir wählten als solche die beiden extremen Winkel  $0^\circ$  und  $60^\circ$ . Unter Benutzung dieser speziellen Winkel ergibt sich aus obiger Formel die besonders einfache Beziehung:

$$(5) \quad \begin{cases} \frac{E_{60}}{E_0} = \frac{1 - e^{-2kD}}{1 - e^{-kD}} \\ = 1 + e^{-kD} \\ = \frac{11,3}{6,9} = 1,64. \end{cases}$$

Daraus folgt weiter:

$$e^{-kD} = 0,64$$

und somit das Absorptionsvermögen  $A_D$  der Kohlensäureplatte von der Dicke  $D$  in Prozenten:

$$A_D = 100 [1 - e^{-kD}] = 36 \text{ Proz.}$$

Zur Bestimmung von  $C$  benutzten wir die Formel (4) für  $\alpha = 0^\circ$ , also:

$$E_0 = C[1 - e^{-kD}],$$

woraus folgt:

$$C = \frac{E_0}{1 - e^{-kD}} = \frac{6,9}{0,36} = 19,2.$$

In der folgenden Tab. 3 sind die so berechneten Werte neben die beobachteten gestellt und ihre Differenz angegeben.

Tabelle 3.

$\alpha$	Ausschläge		
	beobachtet	berechnet	Differenz
$0^\circ$	6,9	6,9	—
20	7,3	7,3	0,0
30	7,6	7,7	0,1
40	8,4	8,4	0,0
50	9,4	9,6	0,2
60	11,3	11,3	—

Die Genauigkeit, mit der das theoretische Strahlungsgesetz erfüllt ist, muß bei der hypothetischen Herleitung des Gesetzes, bei der immerhin komplizierten Versuchsanordnung und vor allem bei der Beweglichkeit des untersuchten Flammengbildes überraschen.

b) Wasserdampfstrahlung.

In folgender Tab. 4 sind die Mittelwerte für die Strahlung des Wasserdampfes angegeben, die ihrem absoluten Betrage nach nicht mit den Ausschlägen bei der Kohlensäurestrahlung zu vergleichen sind. Infolge des wechselnden Wasserdampfgehalts der Zimmerluft und infolge der geringen Strahlungsintensität des Wasserdampfes mußte das Linearbolometer mit relativ starkem Strom belastet werden, so daß diese Werte etwas weniger genau sind als die bei der Kohlensäurestrahlung erhaltenen.

Tabelle 4.

$\alpha$	Ausschlag
0°	3,8
30	4,3
50	5,6
60	7,1

Wie oben, wurde auch hier aus den Werten für 0° und 60° die Größe von  $e^{-kD}$  berechnet:

$$\frac{E_{60}}{E_0} = 1 + e^{-kD} = 1,87,$$

voraus:

$$e^{-kD} = 0,87$$

und:

$$A_D = 100 [1 - e^{-kD}] = 13 \text{ Proz.}$$

Hieraus folgt der Wert für die Konstante in der allgemeinen Formel (4):

$$C = 29,2.$$

Unter Benutzung dieses Wertes erhalten wir die in folgender Tab. 5 nach Formel (4) berechneten Werte für die Strahlungsmengen.

Tabelle 5.

Ausschläge.

$\alpha$	beobachtet	berechnet	Diff.
0°	3,8	3,8	—
30	4,3	4,4	0,1
50	5,6	5,7	0,1
60	7,1	7,1	—

Auch hier ist die Übereinstimmung eine über Erwarten gute.

Um einen Überblick zu gewinnen über den verschiedenen Verlauf von  $E_\alpha$  mit dem Strahlungswinkel  $\alpha$  für die beiden im gleichen Individuum strahlenden Gase, sind in der Tab. 6 die Verhältnisse  $E_\alpha/E_0$  angegeben.

Tabelle 6.

$\alpha$	$E_\alpha/E_0$	
	CO <sub>2</sub>	H <sub>2</sub> O
0°	1	1
20	1,06	—
30	1,10	1,13
40	1,22	—
50	1,36	1,47
60	1,64	1,87

Infolge des geringeren Absorptionsvermögens des Wasserdampfes nähert sich sein Strahlungsgesetz schon bedeutend mehr dem Extremfall ( $kD/\cos \alpha$  sehr klein, also  $E_{60}/E_0 = 2$ ) als das der Kohlensäure.

c) Bestimmung des Absorptionsvermögens auf direktem Wege.

Um das Absorptionsvermögen der beiden in der Bunsenplatte strahlenden Gase direkt zu messen, wurde bei  $N$  in Fig. 2 eine Nernstlampe in der Brennebene des Hohlspiegels  $H$ , aufgestellt und so justiert, daß vom vertikalen leuchtenden Faden ein deutliches Bild auf dem Kollimatorsplatt des Spektro-

bolometers entworfen wurde. Dann durchsetzen die Strahlen als paralleles Bündel die Bunsenplatte und haben auf ihrem weiteren Gang den gleichen Verlauf wie die Bunsenstrahlen. Es wurde die Strahlung der Bunsenplatte allein mit  $E_B$ , diejenige der Nernstlampe allein mit  $E_N$  und diejenige der gleichzeitigen Strahlung von Bunsenplatte plus Nernstlampe mit  $E_{B+N}$  bezeichnet, bezogen auf den gleichen Wellenlängenbezirk. Dann ist das Absorptionsvermögen der Bunsenplatte in Prozenten:

$$(6) \quad A_B = 100 \frac{E_N + E_B - E_{B+N}}{E_N}.$$

Es wurde beobachtet für Kohlensäure bei einer Versuchsreihe:

$$\left. \begin{array}{l} E_N = 9,7 \\ E_B = 7,6 \\ E_{B+N} = 14,1 \end{array} \right\} A_B = 33^\circ,$$

bei einer anderen an einem anderen Tage ausgeführten Versuchsreihe:

$$\left. \begin{array}{l} E_N = 9,5 \\ E_B = 6,1 \\ E_{B+N} = 13,0 \end{array} \right\} A_B = 27,3 \text{ Proz.}$$

Zwei weitere Versuchsreihen ergaben:  $A_B = 30$  Proz. bzw. 31 Proz., so daß als Mittelwert  $A_B = 30$  Proz. genommen werden kann. Der aus  $E_{90}/E_0$  berechnete Wert war  $A_B = 36$  Proz. Diese Differenz ist also nicht durch Beobachtungsfehler zu erklären. Vielmehr dürfte hierin eine Bestätigung für die zuerst von Cl. Schaefer<sup>1)</sup> nachgewiesene und jetzt wohl kaum noch bestreitbare Annahme liegen, daß die Kohlensäurebände aus vielen einzelnen Emissionszacken besteht. So fand Buchwald, daß eine schwarzstrahlende Kohlensäureschicht (Dicke der strahlenden Schicht etwa 40 cm) nur 79 Proz. der Nernststrahlung absorbierte, während sie von der Kohlensäurestrahlung 100 Proz. hätte absorbieren müssen. Das von uns gefundene Verhältnis 30/36 stimmt also nahe mit dem Buchwaldschen Verhältnis 79/100 überein.

1) Cl. Schaefer, Ann. d. Phys. 16. p. 93. 1905.

Sehr viel ungenauer ist auf direktem Wege das Absorptionsvermögen des Wasserdampfes zu bestimmen. Hier schwanken die beobachteten Werte zwischen 4,7 Proz. und 7,4 Proz., während der berechnete Wert 13 Proz. beträgt. Immerhin ist die Diskrepanz zwischen dem beobachteten und berechneten Werte so groß, daß sie auch hier wohl kaum durch Beobachtungsfehler zu erklären ist. Ob aber der weitere Schluß, daß auch die Wasserdampfbande aus vielen einzelnen Zacken besteht, berechtigt ist, muß durch weitere Versuche erwiesen werden.

(Eingegangen 14. Juli 1910.)

## 2. *Über positive Strahlen;* *von W. Wien.*

Dritte Abhandlung.

Die bisherigen Beobachtungen hatten ergeben, daß die positiven Strahlen, wenn sie in einen mit Gasresten angefüllten Raum gelangen, einem Gleichgewichtszustande zustreben, der durch ein Gemisch von ungeladenen, positiv und negativ geladenen Atomen und Molekülen und negativen Elektronen besteht. Dabei hatte sich gezeigt, daß bei größerer Geschwindigkeit der Strahlen die Wegstrecke ziemlich beträchtlich ist, die durchlaufen werden muß, bis ein gestörter Gleichgewichtszustand sich wieder herstellt. Es wird daher, namentlich bei höheren Spannungen, bei der Beobachtung der Strahlen der definitive Gleichgewichtszustand in den meisten Fällen nicht erreicht sein, sondern die Strahlen werden nicht nur von ihrer Geschwindigkeit und den Verhältnissen in dem Beobachtungsraum, sondern auch von Vorgängen auf ihrem früheren Wege, namentlich im Entladungsraum abhängig sein.

Andererseits müssen aber wesentliche Veränderungen der im Beobachtungsraum befindlichen Gasreste einen neuen Gleichgewichtszustand bedingen, dem die Strahlen zustreben, und der bereits auch bei kürzerer im Beobachtungsraum zurückgelegter Wegstrecke Veränderungen in den Strahlen hervorbringen kann. Eine Methode zur Beobachtung der magnetisch oder elektrisch abgelenkten Kanalstrahlen, die für alle Kanalstrahlen anwendbar ist, habe ich vor kurzem beschrieben.<sup>1)</sup> Hierbei wurde durch Verschiebung einer linearen Rubensschen Thermosäule die Energiekurve der abgelenkten Kanalstrahlen aufgenommen. Es hat sich gezeigt, daß diese Energiekurve unabhängig davon war, ob die Thermosäule mit Ruß

1) W. Wien, Physik. Zeitschr. 11. p. 377—379. 1910.

bedeckt oder blank war und ebenso spricht der unter gewissen Umständen gleichartige Verlauf der Energiekurven bei Wasserstoff, Sauerstoff und Stickstoffkanalstrahlen dagegen, daß etwa chemische Reaktionswärmen eine wesentliche Rolle bei diesen Beobachtungen spielen könnten.<sup>1)</sup>

Um eine möglichst gleichmäßige Ablenkung der Kanalstrahlen hervorzubringen, wurden die Beobachtungen in einem Raum ausgeführt, in welchem die Gasverdünnung wesentlich höher war als in der Entladungsröhre selbst. Bei Wasserstoff war der Druck im Beobachtungsraum etwa  $\frac{5}{1000}$  mm, bei Sauerstoff  $\frac{5}{10000}$ . Es würde keine Schwierigkeiten machen, durch Wahl engerer Verbindungskapillaren wesentlich höhere Verdünnungen im Beobachtungsraum zu erhalten. Es war indessen erforderlich, dies Kanalstrahlenbündel genügend intensiv zu erhalten, um bei der Kleinheit des abgelenkten Teiles diesen mit der wünschenswerten Genauigkeit messen zu können.

Die Aufnahme der Energiekurven war nur möglich, wenn die Kanalstrahlen während längerer Zeit ausreichend konstant waren. Zu ihrer Erzeugung wurde eine Influenzmaschine mit 20 Scheiben verwendet.

Es ließ sich leicht feststellen, daß das Maximum der Wärmewirkung auf die Thermosäule mit dem Maximum der

1) Da die Kanalstrahlen zerstäubende Wirkung auf die Metalle haben, so ist es umgekehrt möglich, daß nicht alle Energie der auffallenden Kanalstrahlen in Wärme verwandelt wird. Doch wird kaum zu bezweifeln sein, daß bei gleicher Geschwindigkeit die in der Thermosäule erzeugte Wärme der lebendigen Kraft der Ionen proportional ist. Nur ist es möglich, daß der Proportionalitätsfaktor für die positiven, negativen und neutralen Ionen verschieden ist. Wenn also unter sonst gleichen Umständen die Ordinaten der Energiekurve größer werden, so wird zu schließen zu sein, daß die Zahl der die Wirkung hervorbringenden Ionen größer geworden ist. Dagegen ist bei Vergleichung der Wirkung der positiven, negativen und neutralen Ionen untereinander Vorsicht geboten, solange die die Wärmewirkung begleitenden Umstände noch nicht genauer bekannt sind. Indessen wird die mögliche Verschiedenheit des Proportionalitätsfaktors bei den verschiedenen Ionen zum größten Teil wieder durch die Regeneration der Kanalstrahlen ausgeglichen werden müssen, welche dafür sorgt, daß die abgelenkten zunächst aus positiven und negativen Ionen bestehenden Bündel bald wieder dem Zustande des unbeeinflussten Bündels zustreben.



Fluoreszenzwirkung bei den Wasserstoffkanalstrahlen zusammenfiel. Bei den Kanalstrahlen anderer Gase ist auf die Beobachtung der Fluoreszenz ganz verzichtet worden.

Das Energiemaximum der abgelenkten Strahlen ist bei den Gasen Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff klein im Vergleich zum Maximum des magnetisch nicht beeinflussten Bündels. Durchweg zeigt sich ein größer werdender abgelenkter Teil mit höherer Spannung, wobei jedoch der Betrag  $\frac{1}{10}$  kaum jemals erreicht wird.

Allerdings ist die abgelenkte Energiekurve namentlich bei niedrigeren Spannungen ziemlich flach, was wohl in der Hauptsache darauf zurückzuführen ist, daß die Ablenkung der Kanalstrahlen doch immer noch keine ganz gleichmäßige war.<sup>1)</sup>

Die Dissoziation im Kanalstrahlenbündel hängt nach meinen früheren Beobachtungen wesentlich vom Gasdruck im Beobachtungsraum ab und wird mit abnehmendem Druck kleiner. Die Energie der abgelenkten Strahlen nimmt daher ebenfalls mit abnehmendem Druck ab.

Bei Wasserstoffkanalstrahlen hat sich die Energie der positiv geladenen Atome immer größer als die der negativen Atome ergeben, welches Gas auch im Beobachtungsraum vorhanden war. Das Gleiche war bei Stickstoff der Fall.

Bei Sauerstoff ergab sich unter gewöhnlichen Bedingungen ein Überwiegen der negativen Kurve. Nur wenn der Quecksilberdampf im Beobachtungsraum beseitigt wurde, ergab sich ein Überwiegen der positiven Kurve. Wenn nach Beseitigung des Quecksilberdampfes Wasserstoff oder Dampf von Tetrachlorkohlenstoff in den Beobachtungsraum geleitet wurde, ergab sich wieder ein Überwiegen der negativen Energie, während das Einleiten von Stickstoff ohne Einfluß blieb.

Bei den beiden Gasen ergab sich gleiche Ablenkung für jede Spannung, wenn das Magnetfeld im Verhältnis 1:4, der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht, verändert wurde. Die Verhältnisse bei der Entladung müssen also bei den verschiedenen Gasen die gleichen sein, nur daß bei Wasserstoff

1) Die Beobachtungen des Dopplereffektes haben gezeigt, daß die leuchtenden Kanalstrahlen verschiedene Geschwindigkeiten besitzen. Dies würde schon eine ungleichmäßige Ablenkung bedingen.

bei gleicher Spannung im Entladungsraum ein wesentlich höherer Druck erforderlich ist. Die elektrische Ablenkung war bei Wasserstoff und Sauerstoff bei gleicher Spannung gleich.

Joddampf gab auch sehr regelmäßige Kanalstrahlen und auch hier ist die gleiche magnetische Ablenkung bei einem Felde vorhanden, das der Quadratwurzel aus dem Atomgewicht entspricht. Die Energie der negativen Ionen war beim Jod äußerst schwach. Allerdings sind hier im Beobachtungsraum alle Dämpfe kondensiert worden.

Auffallend ist bei Jod, namentlich bei höheren Spannungen, die wesentlich größere Energie der abgelenkten Strahlen.

Bei Kanalstrahlen von Sauerstoff und Luft war es mir schon früher aufgefallen, daß immer noch das dem Wasserstoff eigentümliche abgelenkte Bündel auch bei schon beträchtlicher Reinheit der Gase übrig blieb. Diese Beobachtung hat sich auch hier wieder bestätigt. Aber bei der Beobachtung der Jodkanalstrahlen fand sich das dem Sauerstoff<sup>1)</sup> zukommende abgelenkte Bündel in auffallender Stärke, die unter Umständen die Intensität des betreffenden Bündels im reinen Sauerstoff übertraf. Allerdings war die Röhre vorher lange zur Beobachtung von Sauerstoffkanalstrahlen benutzt. Das dem Wasserstoff entsprechende Bündel war bei den Jodkanalstrahlen sehr schwach, was auch durch die Beobachtung der Fluoreszenz bestätigt wurde.

Sämtliche hier vorliegenden Beobachtungen sind mit verhältnismäßig hohen Spannungen ausgeführt. Es liegt in der Methode selbst begründet, daß die Kanalstrahlen einen langen Weg durchlaufen müssen, ehe sie zur Beobachtung kommen und bei niedrigen Spannungen ist die Schwächung auf diesem Wege zu beträchtlich. Niedrigere Spannungen als 16000 Volt sind nicht zur Benutzung gelangt. Es hat sich nun bei den sämtlichen beobachteten Kanalstrahlen gezeigt, daß mit zunehmender Spannung die Ablenkung des Maximums der Energie kleiner wird und zwar ist, wenn man sich auf relative Vergleiche beschränkt, bei den zur Beobachtung gelangten hohen Spannungen die magnetische Ablenkung innerhalb der Beobachtungsfehler umgekehrt proportional der Quadratwurzel

1) Oder einem Gase von nahe gleichem Atomgewicht.

aus der Spannung, bei elektrischer Ablenkung umgekehrt proportional der Spannung selbst. Man kann daher mit Sicherheit behaupten, daß eine Unabhängigkeit dieser Ablenkung von der Spannung, wie sie von Sir J. J. Thomson bei den schnellsten positiven Strahlen<sup>1)</sup> gefunden ist, nicht besteht.

Allerdings sind die berechneten *absoluten* Werte der Geschwindigkeiten, wie sie sich sowohl aus der magnetischen wie aus der elektrischen Ablenkung unter Zugrundelegung der bekannten Werte der spezifischen Ladung des einzelnen Atoms berechnen lassen, immer wesentlich kleiner, als sie sich unter der Voraussetzung berechnen, daß die ganze Entladungsspannung zur Beschleunigung des Atoms verwandt wird. Die früheren, bei niedrigeren Spannungen angestellten Messungen haben gezeigt, daß hier mit großer Annäherung die gesamte Entladungsspannung zur Beschleunigung der schnellsten Strahlen verwandt wird. Daß nur wesentlich niedrigere Geschwindigkeiten von dem größten Teil der Kanalstrahlen erreicht werden, als der Entladungsspannung entspricht, scheint mir kein ausreichender Grund zu der Annahme zu sein, daß die Geschwindigkeiten der Kanalstrahlen gar nicht von der Entladungsspannung geliefert, sondern aus der Atomenergie oder von Kathodenstrahlen entnommen wird.<sup>2)</sup> Denn die tatsächliche Abhängigkeit dieser Geschwindigkeit von der Spannung auch bei ganz hohen Spannungen zeigt, wie mir scheint, direkt, daß diese Spannung als primär wirkende anzusehen ist.

### 1. Versuchsanordnung.

Für die Beobachtungen wurden drei Röhren von dem in der Fig. 1 gezeichneten Typus benutzt. Als Entladungsröhre  $AK$  diente eine gewöhnliche zylindrische Röhre mit durchlöcherter Kathode  $K$  und der Anode  $A$ .  $c_1$  und  $c_2$  sind Kapillaren von 6 cm Länge und 2,6 bzw. 3,2 mm l. W. Bei  $R_1$  und  $R_2$  sind die etwa 2 cm weiten Röhren angesetzt, die unmittelbar zu den Gaedepumpen führen.  $G_1$  und  $G_2$  sind leere Gefäße, die zur Kondensation von Dämpfen mit  $CO_2$  oder flüssiger Luft gekühlt werden.  $C_1$  ist eine lange Kapillare

1) J. J. Thomson, Phil. Mag. 18. Dez. 1909; 19. p. 224. 1910.

2) J. J. Thomson, Phil. Mag. 19. p. 432. 1910.

von ungefähr 0,1 mm l. W., die zu Gefäßen führt, in denen die verwendeten Gase unter geeignetem Druck gehalten werden. Dieser Druck läßt sich leicht so regulieren, daß sich im Entladungsrohr eine gewünschte Spannung herstellt. *B* ist eine Glasspirale, die auch in flüssige Luft getaucht werden konnte.

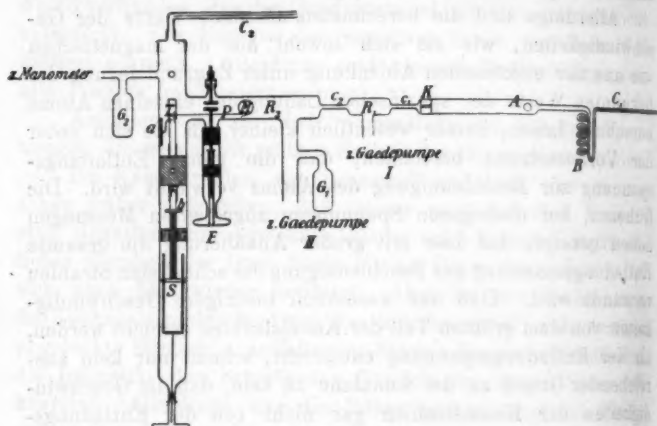


Fig. 1.

Die Spannung wurde durch eine parallel geschaltete Funkenstrecke gemessen.

Bei *M* gingen durch Glasansätze die Magnetpole eines Ruhmkorffschen Elektromagneten ins Innere der Röhre. Der Durchmesser der Polstücke betrug 24 mm. Der Durchmesser



Fig. 2.

der Endflächen 6 mm. Die Entfernung beider Pole betrug 3 mm. Vor den Polstücken befand sich ein Messingdiaphragma *D*, das an dem einen Polstück angeschraubt war und in eine Kerbe des andern paßte, so daß beim Zusammenschieben der Magnetpole der Abstand immer genau derselbe blieb. Die Höhe der rechteckigen Öffnung im Diaphragma war 3 mm, so daß durch das Diaphragma und die Polstücke ein quadratisches Bündel der Kanalstrahlen ausgeschnitten wurde.

Die Rubenssche Thermosäule  $T$  konnte durch die Schraube  $S$ , die mit einem Schliff gedreht werden konnte, senkrecht zum Kanalstrahlenbündel verschoben werden. Die Verschiebung wurde an einer Skala  $a$  abgelesen.

Bei den ersten beiden Röhren betrug die Entfernung von der Mitte des Magnetfeldes bis zur Thermosäule  $TM$  in der Fig. 1

Röhre I  $f = 11,7$  cm,

„ II  $f = 15,6$  cm.

Eine Ansatzröhre führte zum Gefäß  $G_2$  und zum McLeod'schen Manometer; die Kapillare  $C_2$  gestattete andere Gase in den Beobachtungsraum zu leiten.

Röhre III war den eben beschriebenen im ganzen gleich, hatte jedoch noch folgende besondere Einrichtungen. Bei  $E$  war eine Ansatzröhre vorhanden, durch die man eine rechteckige Messingplatte von 1 cm im Quadrat parallel ihrer Normale durch einen Schliff und eine Schraube verschieben konnte. Gegenüber dieser befand sich eine zweite kongruente Platte, die ebenfalls durch einen Führungstift senkrecht verschoben werden konnte. Diese beiden Platten dienten zur Beobachtung der elektrostatischen Ablenkung. Beide Platten wurden erst zur Berührung gebracht und dann die untere mit Hilfe der Schraube verschoben; die Verschiebung selbst an einer Skala abgelesen.

Diese Anordnung bot zwei Vorteile. Es konnte der Abstand der Platten recht genau gemessen und überdies variiert werden, so daß man untersuchen konnte, ob das Feld so gleichmäßig war, daß die Ablenkung bei vergrößertem Abstand und entsprechend gesteigerter Spannung dieselbe blieb.

Dann war bei dieser Röhre noch ein axial durchbohrter Eisenzylinder von ca. 1 cm Wandstärke zwischen der Kapillare  $c_2$  und dem Diaphragma eingesetzt. Durch die Bohrung von 5 mm l. W. gingen die Strahlen axial hindurch. Dieser Zylinder sollte einen Schutz gegen das Streufeld des Magneten bilden. Seitlich an dem  $c_2$  zugewandten Ende waren Einschnitte angebracht, durch die sich der Gasdruck ausgleichen konnte.

Bei dieser Röhre  $R_{\text{III}}$  war

$$f = 26,0 \text{ cm.}$$

Der Abstand der Mitte des elektrostatischen Feldes von der Thermosäule

$$b = 16,1 \text{ cm.}$$

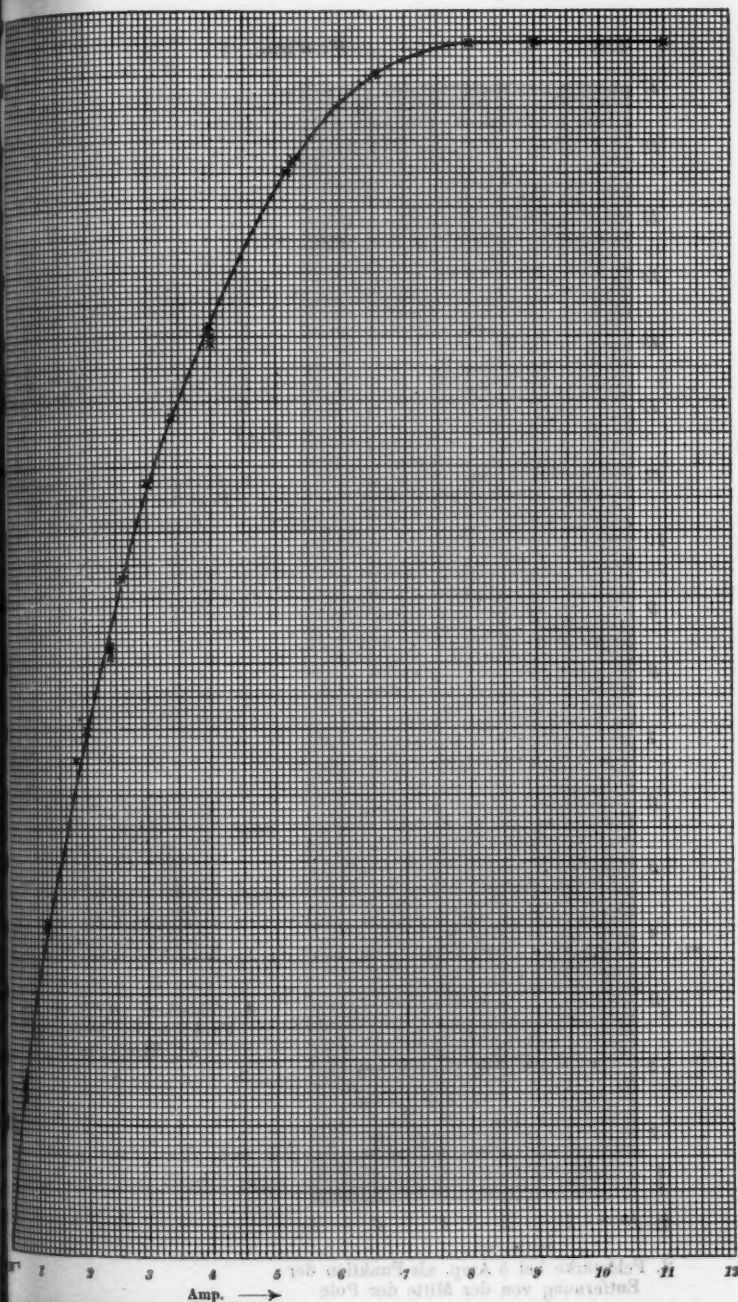
## 2. Ausmessung des Magnetfeldes.

Da das Magnetfeld sehr klein war, versagten die gewöhnlichen zur Messung der Feldstärke benutzten Methoden. Es wurde daher eine sehr kleine ballistische Spule benutzt von 2 mm Durchmesser, die um einen rechten Winkel gedreht werden konnte. Der die Spule tragende drehbare Arm war auf einem Schlitten befestigt, der auf einem Messinglineal verschiebbar war. Es konnte so die Feldstärke sowohl zwischen den Polen des Elektromagneten, wie außerhalb gemessen werden. Da die Windungsfläche der Spule sehr klein war, so wurde ein Siemenssches astatisches Glockengalvanometer als ballistisches Instrument benutzt. Eine genaue Bestimmung der Windungsfläche war bei ihrer Kleinheit unmöglich. Es wurde daher die Spule in das Feld eines großen Elektromagneten gebracht, das sowohl mit einer Wismutspirale, wie mit einer Bifilarspule bestimmt war. Auf diese Weise konnte die kleine Spule geeicht werden. Die Feldstärken sowohl zwischen den Polen wie außerhalb wurden für verschiedene Stromstärken des magnetisierenden Stromes gemessen und als Funktion des Abstandes von der Mitte der Pole aufgetragen. Die Messungen sind sowohl mit als ohne den Eisenzyylinder, der in Röhre III angebracht war, ausgeführt.

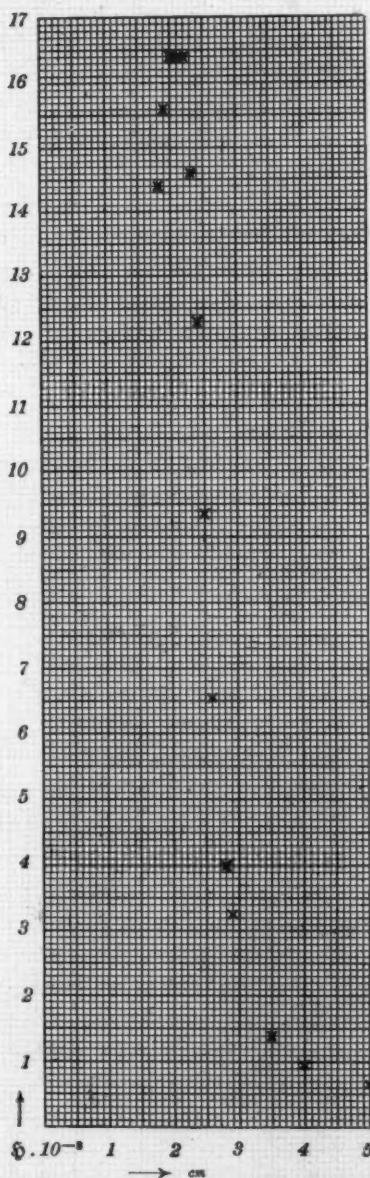
Die folgenden Kurven enthalten einen Teil der Messungsergebnisse. Zuerst die Abhängigkeit der Feldstärke zwischen den Polen vom magnetisierenden Strom, dann die Abhängigkeit der Feldstärke von der Entfernung von der Mitte der Pole bei verschiedenen Stromstärken.

Dabei liegt diese Mitte bei den verschiedenen Kurven nicht an derselben Stelle der Entfernungsskala, ergibt sich aber aus den Kurven selbst.

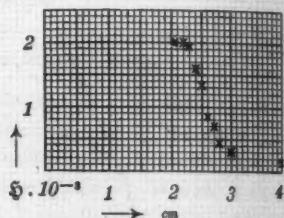




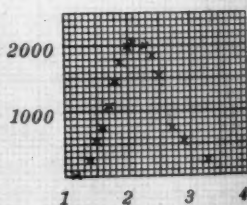
1. Abhängigkeit des Magnetfeldes zwischen den Polen von der Stromstärke ohne Eisenzylinder.



2. Feldstärke bei 5 Amp. als Funktion der Entfernung von der Mitte der Pole

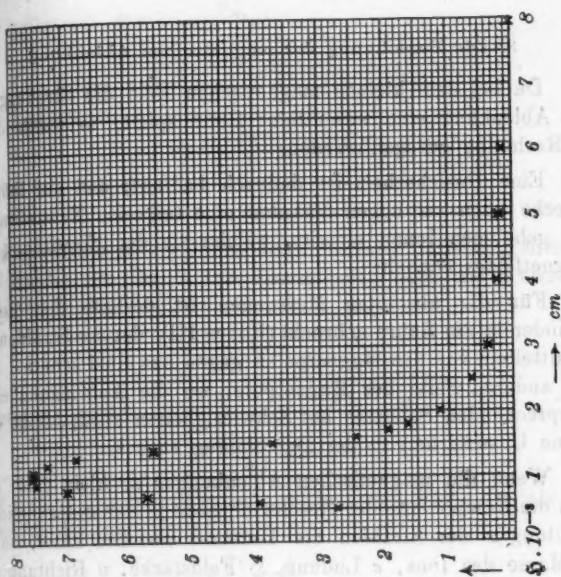


3. Feldstärke bei 0,5 Amp. als Funktion der Entfernung ohne Eisenzylinder

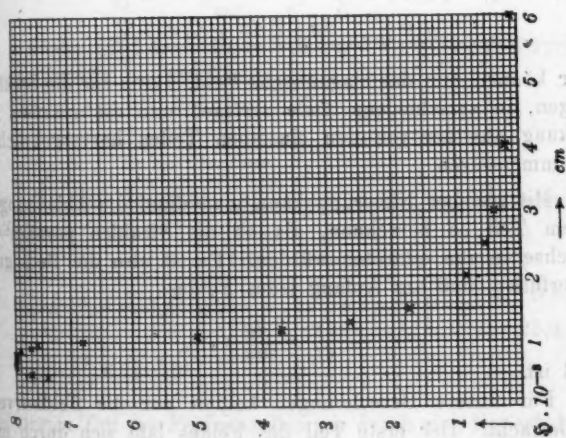


4. Feldstärke bei 0,5 Amp. als Funktion der Entfernung mit Eisenzylinder





6. Feldstärke bei 2 Amp. mit Eisenzyylinder



5. Feldstärke bei 2 Amp. ohne Eisenzyylinder

Man sieht aus den Kurven, daß bis etwa 3 Amp. das Magnetfeld dem Strom nahe proportional ist.

### 3. Die Berechnung der magnetischen Ablenkung.

Da bei dem kleinen magnetischen Feld die Streuung für die Ablenkung eine wesentliche Rolle spielt, so mußte diese in Rechnung gezogen werden.

Eine Unsicherheit ist dadurch bedingt, daß auf längere Strecke auch im hohen Vakuum eine teilweise Neutralisation der geladenen Ionen eintritt, welche sie der Einwirkung des Magnetfeldes entzieht.

Für die absoluten Messungen ist deshalb der eiserne Zylinder in die Röhre gebracht (Röhre III), der die Strahlen bis unmittelbar vor den Magnetpolen gegen das Feld schützt. Auf der anderen Seite der Magnetpole, wo die Anbringung eines entsprechenden Schutzes auf Schwierigkeiten stieß, bleibt eine kleine Unsicherheit in der Berechnung zurück.

Wenn die magnetischen Ablenkungen so klein sind, daß man die Komponente der Geschwindigkeit in der ursprünglichen Richtung  $x$  der Strahlen als konstant ansehen kann, so ist ( $m$  Masse des Ions,  $e$  Ladung,  $\mathfrak{H}$  Feldstärke,  $y$  Richtung der Ablenkung)

$$y = \frac{e}{mv} \int dx \int \mathfrak{H} dx + C_1 x + C_2.$$

Wir können nun das magnetische Feld, durch das die Strahlen fliegen, in verschiedene Teile zerlegen und die gesamte Ablenkung aus der von den einzelnen Teilen hervorgebrachten zusammensetzen.

Mit gleicher Näherung kann man dann die Ablenkung in jedem Teil so berechnen, als ob die Strahlen parallel der  $x$ -Achse in ihn eintreten würden. Es ist also die Bedingung zu erfüllen, daß am Anfang jedes Feldes

$$\frac{dy}{dt} = \frac{dy}{dx} v,$$

Null ist.

Für unsere Berechnungen kommt nur die Feldkurve 6 in Betracht. Der erste Teil des Feldes läßt sich durch eine gerade Linie darstellen:

$$\mathfrak{H} = ax, \quad a = 18500.$$

Es ergibt sich für diesen Teil

$$y = \frac{e}{mv} \frac{a}{6} x^3 + C_1 x + C_2.$$

Die Bedingung

$$y \text{ und } \frac{dy}{dx} = 0 \text{ für } x = 0$$

gibt

$$C_1 = C_2 = 0.$$

Nun durchfliegen die Ionen nach Verlassen dieses Teiles des Feldes die Strecke  $l$ . Es kommt also noch die Ablenkung  $l(dy/dx)$  hinzu.

Es ist also

$$y_1 = \frac{e a x^3}{2 m v} \left( \frac{x}{3} + l \right).$$

Hier ist  $l = 26,2$ ,  $x = 0,4$

$$y_1 = \frac{e}{mv} 3,90 \cdot 10^4,$$

der zweite Teil des Feldes zwischen den Polen ist als konstant anzusehen. Es ist dann

$$y_2 = \frac{e \wp x \left( \frac{x}{2} + l \right)}{m v}, \quad \wp = 7400,$$

wo  $x$  wieder die Länge dieses Feldes,  $l$  die hinter ihm zurückgelegte Strecke bis zur Thermosäule sind.

Es ist  $x = 0,5$ ,  $l = 25,7$

$$y_2 = \frac{e}{mv} 9,60 \cdot 10^4.$$

Der dritte Teil des Feldes stellt sich wieder durch eine gerade Linie dar.

$$\wp = b - ax, \quad b = 7400, \quad a = 16670,$$

$$y = \frac{e}{mv} \left\{ b x \left( \frac{x}{2} + l \right) - a x^2 \left( \frac{x}{6} + \frac{l}{2} \right) \right\}, \quad x = 0,8, \quad l = 25,4,$$

$$y_3 = \frac{e}{mv} 3,74 \cdot 10^4;$$

den vierten Teil des Feldes stellen wir durch eine Hyperbel dar.

$$\wp = \frac{a}{x_0 + x}, \quad a = 900, \quad x_0 = 0,4.$$

Dann ist

$$y_4 = \frac{e}{m v} \left\{ a (x + x_0 + l) \log \frac{x + x_0}{x_0} - x \right\},$$

$$x = 6,3, \quad x + x_0 + l = 25,8,$$

$$y_4 = \frac{e}{m v} 5,92 \cdot 10^4.$$

Es ist demnach

$$y = y_1 + y_2 + y_3 + y_4 = 23,16 \frac{e}{m v} 10^4.$$

Führen wir an Stelle von  $v$  die zugehörige Spannung ein

$$V = \frac{m}{2e} v^2,$$

so ist

$$V = 67,2 \cdot \frac{e}{m} \frac{10^8}{y^2},$$

bezogen auf 1 Amp. Magnetisierungsstrom.

$e/m$  ist für Sauerstoff

$$\frac{9650}{16}, \quad \text{für Wasserstoff } 9720,$$

so daß dann

$$V = \frac{4,05 \cdot 10^{12}}{y^2}$$

für Sauerstoff ist.

#### 4. Ausführung der Beobachtungen.

Die im folgenden mitgeteilten Beobachtungen sind in der Weise ausgeführt, daß die Thermosäule durch das Kanalstrahlenbündel geführt und die Galvanometerablenkungen an Stellen ausgeführt wurden, die innerhalb des Bündels 1 mm, außerhalb desselben im allgemeinen 2 mm auseinander lagen. Die Messungen verlangten Konstanz der Entladung während der Versuchsdauer. Es wurde deshalb die Galvanometerablenkung in der Mitte des Bündels, wo sie am stärksten war, öfters, jedenfalls am Anfang und Ende jeder Beobachtungsreihe kontrolliert. Nur solche Beobachtungsreihen, bei denen die Konstanz genügte, wurden verwendet. An jedem Punkte der auf diese Weise erhaltenen Energiekurve wurden die Beobachtungen ausgeführt:

1. ohne Magnetfeld; Bezeichnung der Kurvenpunkte  $x$ ,

2. mit Magnetfeld einer Richtung, so daß die positiven Ionen nach rechts abgelenkt erscheinen; Bezeichnung der Kurvenpunkte +,
3. mit umgekehrtem Magnetfeld, so daß die negativen Ionen nach rechts abgelenkt erscheinen; Bezeichnung der Kurvenpunkte  $\ominus$ .

Die Punkte  $\times$  sind durch eine durchgezogene, die Punkte + und  $\ominus$  durch eine gestrichelte Kurve verbunden.

Die Ordinaten sind nicht die beobachteten Ablenkungen des Galvanometers. Sie sind vielmehr sämtlich so reduziert, daß die maximale Ordinate überall gleich (entsprechend 150 Skt.) ist. Dies waren die kleinsten beobachteten Ablenkungen. Bei höheren Spannungen waren die abgelesenen Ablenkungen viel größer und mußten durch Vorschalten von Widerständen geeignet abgeschwächt werden.

Während jeder Beobachtungsreihe wurde noch die Stärke des magnetisierenden Stromes  $i$ , die Spannung der Entladung an einer parallel geschalteten Funkenstrecke und der Druck im Beobachtungsraum abgelesen.

Daß die Galvanometerausschläge der auf die Thermosäule auffallenden Energie proportional waren, wurde durch Bestrahlung mit Glühlampen geprüft.

##### 5. Magnetische Ablenkung von Wasserstoffkanalstrahlen.

Die folgenden Kurven geben zunächst die mit Röhre I gemachten Beobachtungen mit Kanalstrahlen des Wasserstoffs.

Die Kurven Nr. 1 und 2 zeigen, daß bei Erregung des Magnetfeldes das Maximum des unabgelenkten Bündels kleiner wird und dafür die abgelenkten Ionen seitlich nach rechts heraustreten. Erst bei Nr. 3 sieht man die Andeutung des neuen Maximums der abgelenkten Strahlen, das in Nr. 4 deutlich hervortritt. Die Ablenkungen sind in mm angegeben.

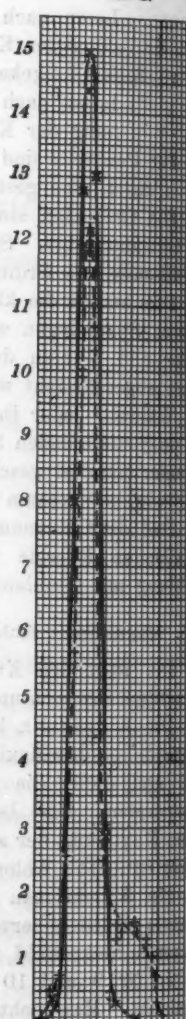
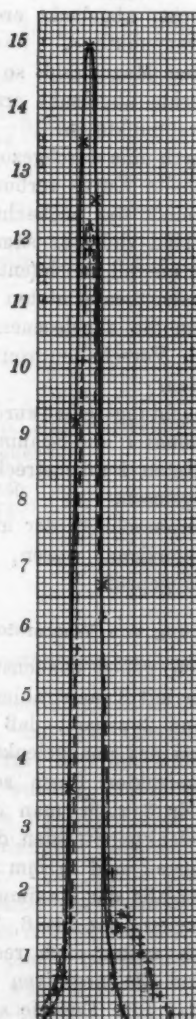
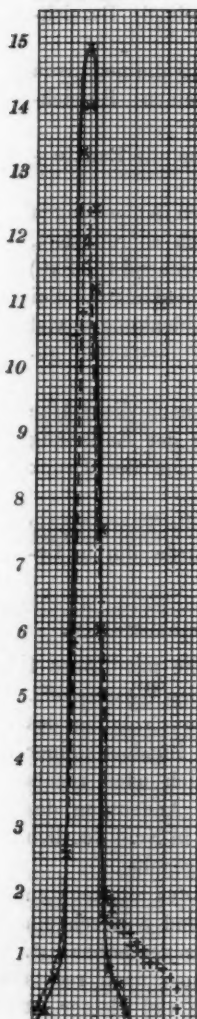
Bei 5 sieht man ebenfalls das Maximum des abgelenkten Bündels deutlich hervortreten, das bei 6, 7 und 8 durch ein stärkeres Magnetfeld noch weiter nach rechts geschoben ist.

In Nr. 9 und 10 sind die negativen Ionen nach rechts abgelenkt. Man sieht, daß ihre Energie sehr viel kleiner ist als die der positiven. Ein deutliches Maximum des abgelenkten Bündels zeigt sich hier erst bei höheren Spannungen.

Nr. 1.

Nr. 2.

Nr. 3.



10 20 mm  
Magnet. Strom  $i = 0,32$  Amp.  
Spannung 29500 Volt  
 $D = 0,003$

10 20  
 $i = 0,32$  Amp.  
Sp. 32400 Volt  
 $D = 0,005$

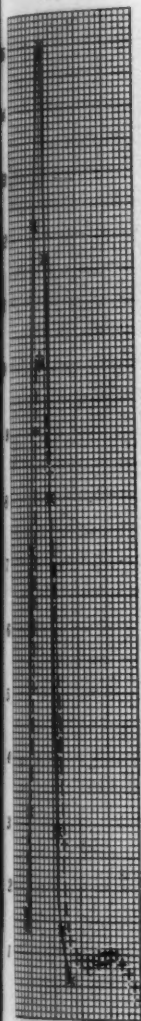
10 20  
 $i = 0,32$  Amp.  
Sp. 36700 Volt  
 $D = 0,004$

$D$  = Druck im Beobachtungsraum in mm Hg.

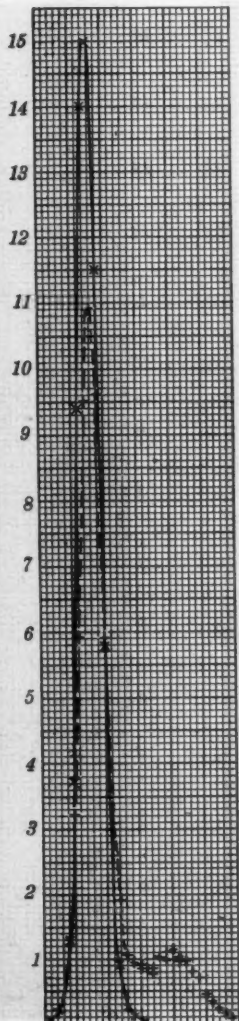
Nr. 4.

Nr. 5.

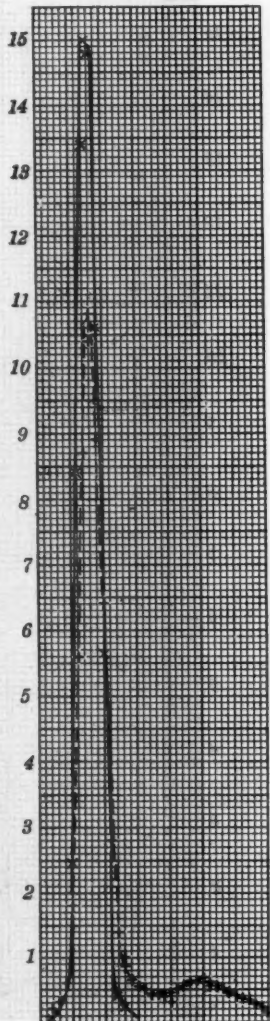
Nr. 6.



10 20  
 $i = 0,47$  Amp.  
 Sp. 29400 Volt  
 $D = 0,005$



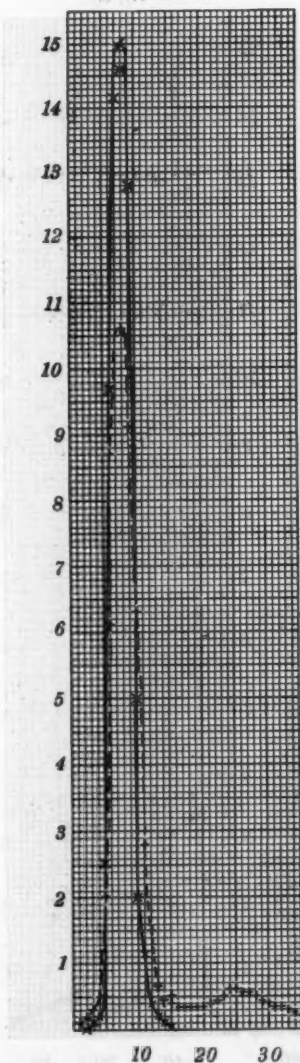
10 20 30  
 $i = 0,47$  Amp.  
 Sp. 28600 Volt  
 $D = 0,005$



10 20 30  
 $i = 0,65$  Amp.  
 Sp. 33000 Volt  
 $D = 0,004$

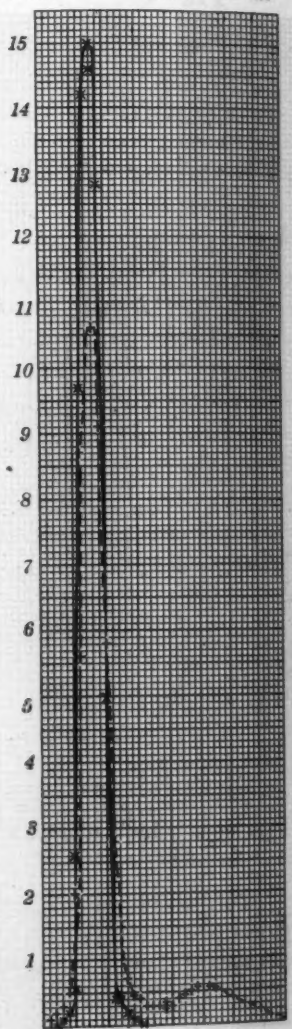


Nr. 7.



$i = 0,65$  Amp. Sp. 33300 Volt  
 $D = 0,004$

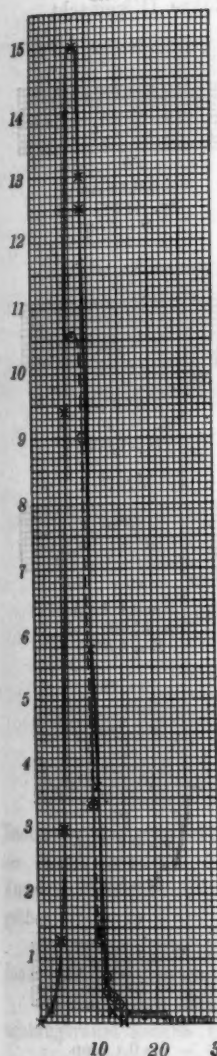
Nr. 8.



$i = 0,65$  Amp. Sp. 33800 Volt  
 $D = 0,004$

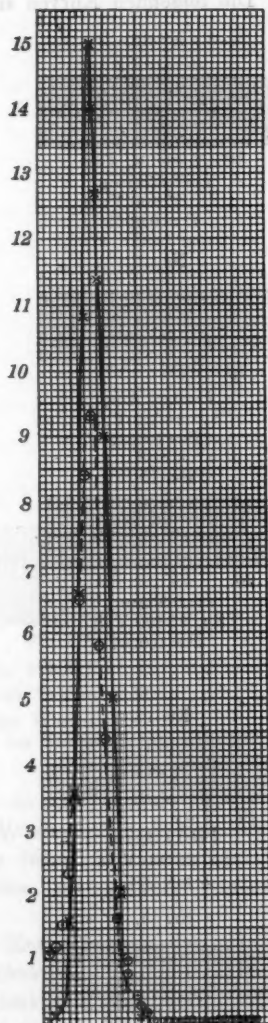


Nr. 9.



$i = 0,67$  Amp. Sp. 28500 Volt  
 $D = 0,005$

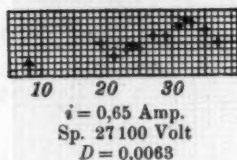
Nr. 10.



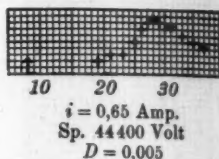
$i = 0,67$  Amp. Sp. 30700 Volt  
 $D = 0,005$

Die folgenden Kurven sind mit Röhre II gemacht.

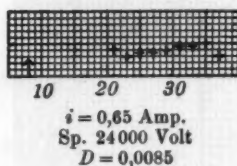
Nr. 11.



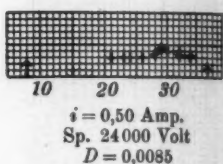
Nr. 12.



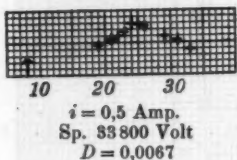
Nr. 13.



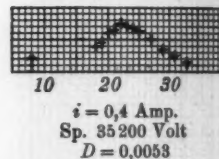
Nr. 14.



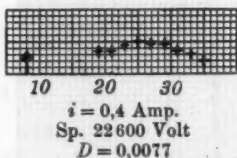
Nr. 15.



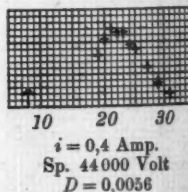
Nr. 16.



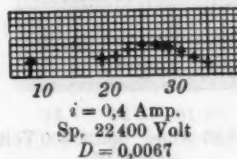
Nr. 17.



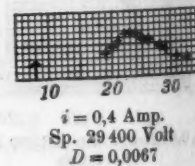
Nr. 18.



Nr. 19.



Nr. 20.



Nr. 21.



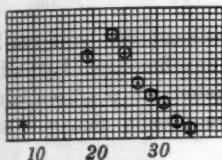
$i = 0,4$  Amp.  
Sp. 18400 Volt  
 $D = 0,0079$

Nr. 22.



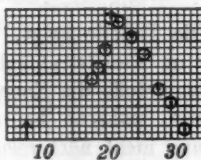
$i = 0,4$  Amp.  
Sp. 27200 Volt  
 $D = 0,0068$

Nr. 23.



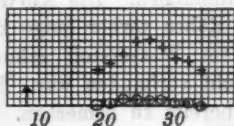
$i = 0,4$  Amp.  
Sp. 45000 Volt  
 $D = 0,0054$

Nr. 24.



$i = 0,4$  Amp.  
Sp. 45000 Volt  
 $D = 0,0054$

Nr. 25.



$i = 0,5$  Amp. Sp. 31300 Volt  
Wasserstoffkanalstrahlen in Sauerstoff  
 $D = 0,005$  Druck des Wasserstoffs  
 $D_1 = 0,0066$  Druck des Sauerstoffs.

Bei den Kurven von Nr. 11 an sind nur die abgelenkten Energiekurven gezeichnet; das Maximum der Energie liegt an der durch den Pfeil bezeichneten Stelle. Man sieht aus den Kurven, daß die Energiemaxima bei größerer Spannung größer sind.

Nr. 23 und 24 geben die Energiekurven der negativen Ionen mit zehnmal vergrößerter Ordinate.

Nr. 25 zeigt, daß Anwesenheit von Sauerstoff im Beobachtungsraum keinen Einfluß auf die negativen Ionen hat.

Die folgende Tabelle zeigt den Einfluß, den bei festgehaltener Thermosäule die Veränderung des Sauerstoffdruckes

im Beobachtungsraum auf die Energie der abgelenkten positiven und negativen Ionen hatte. Die Ablenkung betrug 2,7 cm.

Spannung Volt	Partialdruck des Sauerstoffs	Reduzierte Skalenteile	Reduzierte Skalenteile
		Positive Ionen	Negative Ionen
39300	0,0025	5,2	1,2
35700	0,0036	5,7	0,6
41000	0,0056	8,4	1,0
31600	0,0066	11,6	0,5
34100	0,0073	14,3	1,0

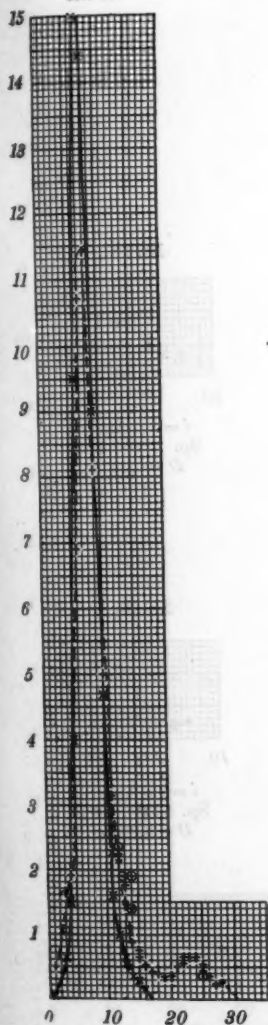
Die Tabelle zeigt, daß entsprechend der größeren Ionisation im Kanalstrahlenbündel mit zunehmendem Partialdruck des Sauerstoffs die Energie des abgelenkten positiven Bündels zunimmt, während bei den negativen Ionen sich eine solche Wirkung nicht nachweisen läßt.

#### 6. Magnetische Ablenkung von Sauerstoffkanalstrahlen.

Der für die Beobachtungen verwendete Sauerstoff wurde aus einer Bombe entnommen. Die Kurve 26 zeigt, daß anfangs, nachdem die Röhre vorher lange Zeit mit Wasserstoff benutzt war, die dem Wasserstoff zukommende Ablenkung noch fast ungeschwächt vorhanden war. Bei Nr. 27 ist dann eine Abschwächung bereits zu bemerken. Die dem Sauerstoff zugehörige Ablenkung erhält man mit stärkeren Magnetfeldern wie Nr. 28 zeigt. An diesen Kurven fällt bereits auf, daß die negative Energiekurve bei den Sauerstoffkanalstrahlen wesentlich überwiegt.

Nr. 29 zeigt, daß aus Kaliumpermanganat durch Erhitzen im Vakuum erzeugter Sauerstoff sich ebenso verhält wie der aus der Bombe gewonnene, Nr. 30 und 31, daß bei höherem Druck im Beobachtungsraum die Kurve der abgelenkten Strahlen kein Maximum mehr besitzt und daß die negative Kurve jetzt unter der positiven liegt. Bei dem höheren Druck im Beobachtungsraum ging die Gaedepumpe I ganz langsam, um die Spannung konstant zu halten, und der Druck im Vorgefäß wurde entsprechend verringert. Bei Sauerstoff war bei gleicher Entladungsspannung der Druck im Beobachtungsraum nur etwa der zehnte Teil wie bei Wasserstoff, weil letzterer einen viel höheren Druck in der Entladungsröhre haben muß.

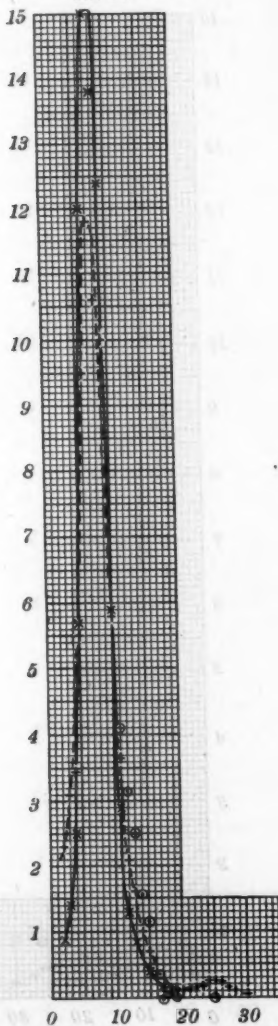
Nr. 26.



$i = 0,65$  Amp. Sp. 26 000 Volt  
 $D = 0,00058$

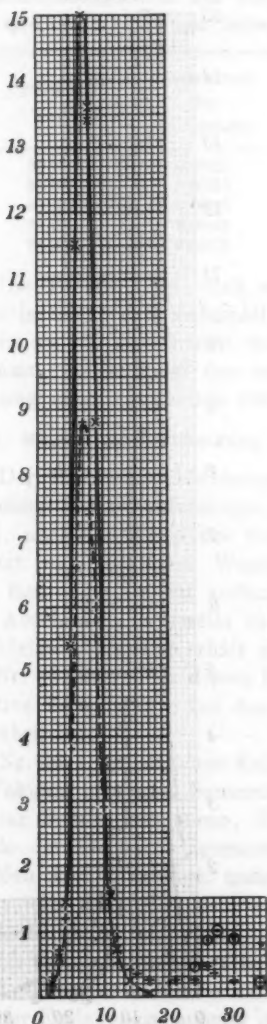
Sauerstoff nach Wasserstoff

Nr. 27.



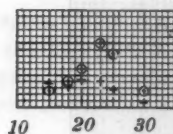
$i = 0,65$  Amp. Sp. 24 200 Volt  
 $D = 0,0006$

Nr. 28a.



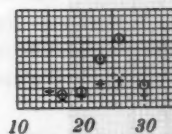
$i = 2.6$  Amp.  
Sp. 27200 Volt  
 $D = 0,0006$

Nr. 28b.



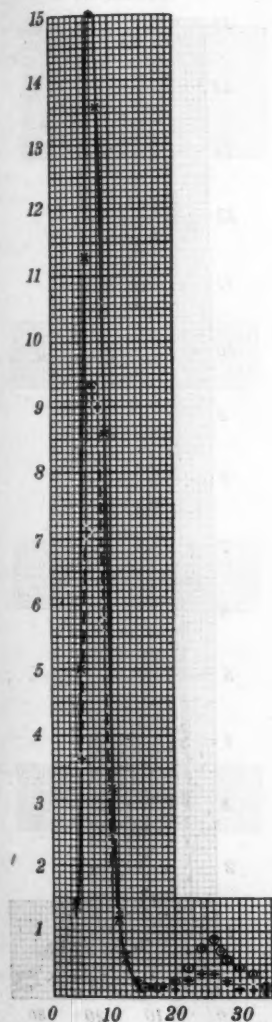
$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 27200 Volt  
 $D = 0,0006$

Nr. 28c.

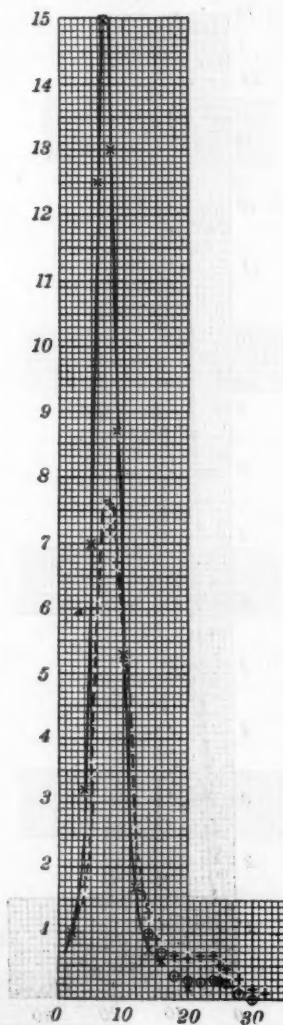


$i = 2,3$  Amp.  
Sp. 27200 Volt  
 $D = 0,0006$

Nr. 29.



Nr. 30.



$i = 2,4$  Amp. Sp. 31800 Volt  
 $D = 0,00055$

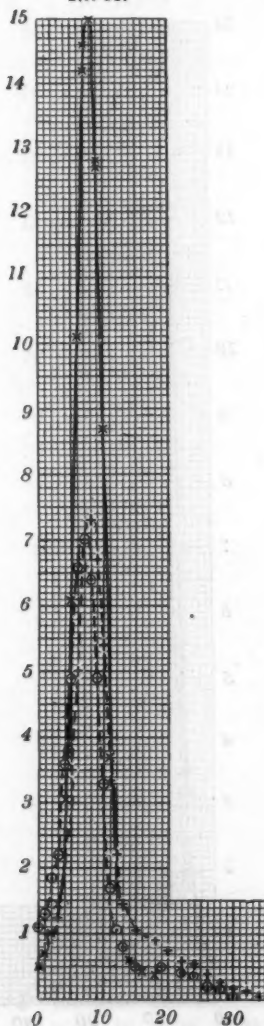
Sauerstoff aus Kalium-  
 permanganat

$i = 2,4$  Amp. Sp. 35800 Volt  
 $D = 0,0053$

Höherer Druck im Beobachtungsraum



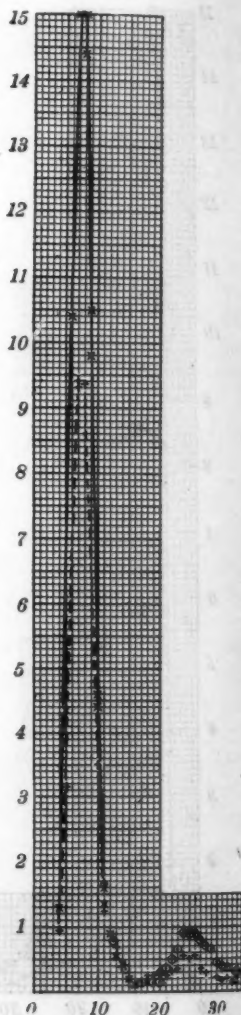
Nr. 31.



$i = 2,4$  Amp. Sp. 38000 Volt  
 $D = 0,0053$

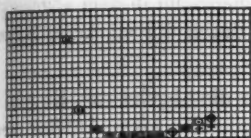
Höherer Druck im Beobachtungsraum

Nr. 32a.



$i = 2,4$  Amp. Sp. 27200 Volt  
 $D = 0,00058$

Nr. 32b.



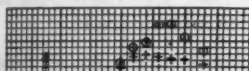
$i = 4,0$  Amp.  
Sp. 27 200 Volt  
 $D = 0,00058$

Nr. 33a.



$i = 2,4$  Amp.  
Sp. 21 100 Volt  
 $D = 0,00063$

Nr. 33b.



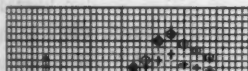
$i = 2,4$  Amp.  
Sp. 21 900 Volt  
 $D = 0,00065$

Nr. 33c.



$i = 2,4$  Amp.  
Sp. 37 000 Volt  
 $D = 0,00055$

Nr. 34a.



$i = 2,4$  Amp.  
Sp. 22 100 Volt  
 $D = 0,0006$

Nr. 34b.



$i = 2,4$  Amp.  
Sp. 37 700 Volt  
 $D = 0,0005$

Nr. 35a.



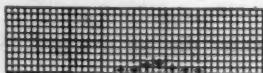
$i = 2,4$  Amp.  
Sp. 21 100 Volt  
 $D = 0,0006$

Nr. 35b.



$i = 2,4$  Amp.  
Sp. 38 100 Volt  
 $D = 0,00052$

Nr. 35c.



$i = 0,65$  Amp. Sp. 38 100 Volt  $D = 0,00052$

Kurve Nr. 32a gibt wieder das Überwiegen der negativen Energiekurve, 32b zeigt den Zwischenraum in dem abgelenkten und unabgelenkten Bündel, wenn durch ein stärkeres Magnetfeld die Ablenkung größer wird.

Kurven Nr. 33a bis 35b geben die abgelenkten Kurven bei verschiedenen Spannungen, wo schon der erste Anblick zeigt, daß die Ablenkung des Maximums bei höherer Spannung kleiner ist.

Kurve Nr. 35c zeigt die immer noch vorhandenen Wasserstoffkanalstrahlen.

Die bisherigen Beobachtungen mit Sauerstoff sind mit Röhre I gemacht. Die nun folgenden mit Röhre II.

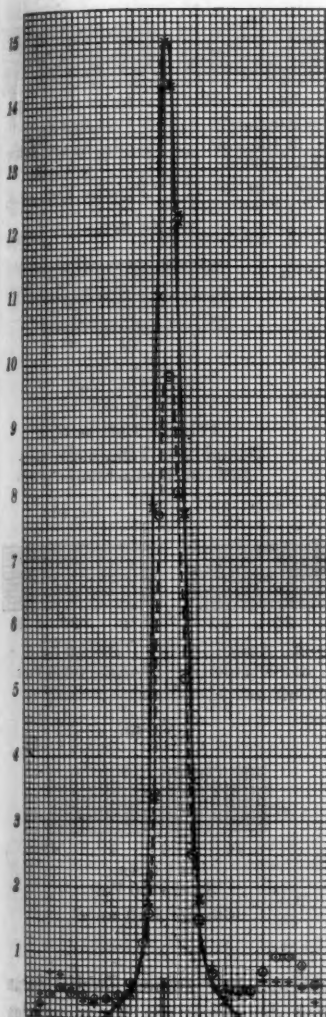
Kurve Nr. 36 zeigt die Energiekurven nach beiden Seiten vom Bündel, und gibt ebenso wie Nr. 37 das Überwiegen der negativen Kurve.

Nr. 38 gibt die Veränderung zu erkennen, sobald die flüssige Luft das Gefäß  $G_1$  abkühlt.

Während bei Nr. 39a die negative Kurve wieder über die positive fällt, wird sie bei Nr. 39b, c und d durch die Kühlung mit flüssiger Luft wieder hinabgedrückt. Bei Nr. 39e war an Stelle des Gefäßes  $G_2$  (Fig. 1) ein kleines Gefäß mit Tetrachlorkohlenstoff angesetzt, während  $G_1$  in flüssige Luft tauchte. Die Dämpfe der Flüssigkeit strichen durch den ganzen Beobachtungsraum und wurden in  $G_1$  wieder kondensiert. Die Sauerstoffkanalstrahlen zeigten, solange die Destillation stattfand, ein schwaches Überwiegen der negativen Kurve über die positive, wie es Nr. 39e zeigt.

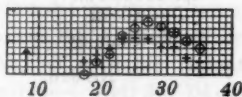
Die Kurven Nr. 40a, b, c zeigen, daß ein Eintauchen von  $G_2$  in flüssige Luft die negative Kurve wieder über die positive bringt, d. h. die flüssige Luft ist hier ohne Einfluß. Ebenso wenig hat es einen Einfluß, wenn noch die Zufußspirale vor der Entladungsröhre in flüssige Luft taucht. Wird dagegen wieder  $G_1$  in flüssige Luft getaucht, so wird die negative Kurve wieder unter die positive gedrückt.

Nr. 36.



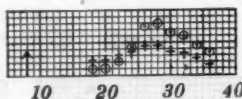
$i = 2,0$  Amp. Sp. 34500 Volt  
 $D = 0,00053$

Nr. 37a.



$i = 2,0$  Amp.  
 Sp. 26000 Volt  
 $D = 0,0008$

Nr. 37b.



$i = 2,0$  Amp.  
 Sp. 26000 Volt  
 $D = 0,0008$

Nr. 38.



$i = 2$  Amp.  
 Sp. 26800 Volt  
 $D = 0,00056$

Flüssige Luft am Gefäß G,  
 und am Gasreservoir

Nr. 39 a.



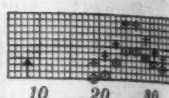
$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 15000 Volt  
 $D = 0,0018$   
Ohne Kühlung

Nr. 39 b.



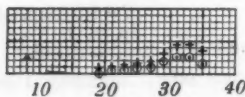
$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 36400 Volt  
 $D = 0,00053$   
Flüssige Luft an  $G_1$

Nr. 39 c.



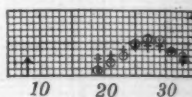
$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 34100 Volt  
 $D = 0,00053$   
Flüssige Luft an  $G_1$

Nr. 39 d.



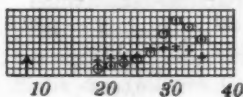
$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 19500 Volt  
 $D = 0,0008$   
Flüssige Luft an  $G_1$

Nr. 39 e.



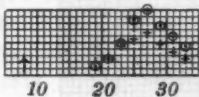
$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 29800 Volt  
 $D = 0,0006$   
Flüssige Luft an  $G_1$   
Dampf von Tetrachlorkohlenstoff im Beobachtungsraum

Nr. 40 a.



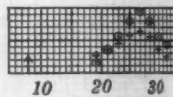
$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 18500 Volt

Nr. 40 b.



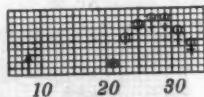
$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 31000 Volt  
Flüssige Luft an  $G_1$

Nr. 40 c.



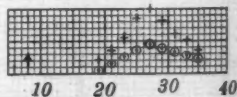
$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 30000 Volt

Nr. 40 d.



$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 30800 Volt  
Flüssige Luft an  $G_2$  und  
an der Zufußspirale

Nr. 40 e.



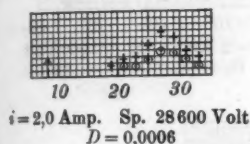
$i = 2,0$  Amp.  
Sp. 29700 Volt  
Flüssige Luft an  $G_1$

Diese Beobachtungen scheinen mir keinen Zweifel daran zu lassen, daß das Überwiegen der negativen Kurve auf den Quecksilberdampf zurückzuführen ist. Wie Nr. 30 und 31 zeigen, überwiegt bei höherem Sauerstoffdruck die positive

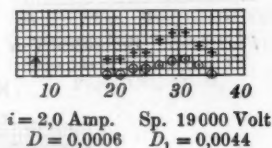
Kurve auch in Gegenwart des Hg-Dampfes. Die Sauerstoffmoleküle bewirken daher positive Ionenbildung in den Sauerstoffkanalstrahlen. Erst wenn die Sauerstoffmoleküle in wesentlich geringerer Konzentration vorhanden sind, überwiegt die Wirkung des Hg-Dampfes bei der Bildung negativer Ionen. Wird dann durch die flüssige Luft die Dichte des Hg-Dampfes wieder verringert, so überwiegen wieder die positiven Ionen.

Der Hg-Dampf kommt naturgemäß aus den Gaedepumpen. Wenn daher  $G_2$  in flüssige Luft taucht, so wird die Dampfdichte im Beobachtungsraum kaum verringert, weil der Dampf von den Pumpen durch den ganzen Beobachtungsraum bis  $G_2$  streichen muß.

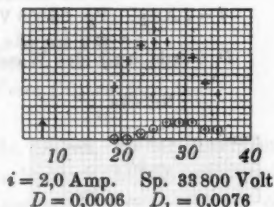
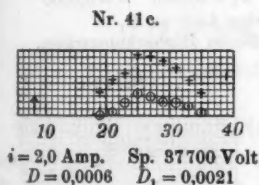
Nr. 41 a.



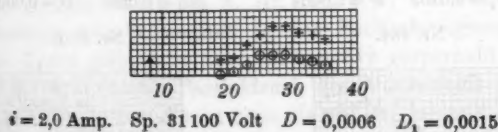
Nr. 41 b.



Nr. 41 d.



Nr. 41 e.

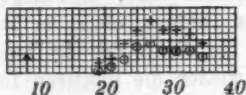


Nr. 41 a bis 41 e flüssige Luft an  $G_1$ .

$D_1$  bedeutet den Partialdruck des Stickstoffs im Beobachtungsraum. Man sieht aus Nr. 41 b, c, d, e, daß der Stick-

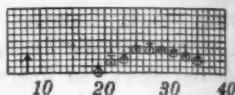
stoff bei den Sauerstoffkanalstrahlen positive Ionen bildet, besonders reichlich bei höherem Druck Nr. 41d.

Nr. 42a.



$i = 2$  Amp. Sp. 31700 Volt  
 $D = 0,0006$

Nr. 42b.



$i = 2$  Amp. Sp. 29700 Volt  
 $D_1 = 0,0025$   $D = 0,0006$

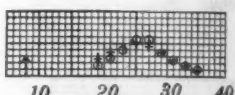
Sauerstoffkanalstrahlen ohne fremdes Gas

Nr. 42c.



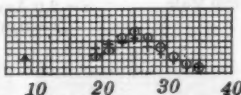
$i = 2$  Amp. Sp. 24500 Volt  
 $D_1 = 0,0063$   $D = 0,0006$

Nr. 42d.



$i = 2$  Amp. Sp. 31900 Volt  
 $D_1 = 0,0073$   $D = 0,0006$

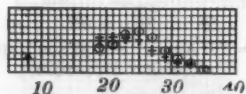
Nr. 42e.



$i = 2$  Amp. Sp. 33100 Volt  $D_1 = 0,0086$   $D = 0,0006$

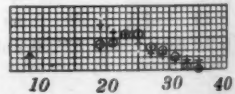
Nr. 42a bis 42e flüssige Luft an  $G_1$   
 $D_1$  Partialdruck des Wasserstoffs im Beobachtungsraum.

Nr. 43a.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 33000 Volt  
 $D_1 = 0,0108$   $D = 0,0004$

Nr. 43b.



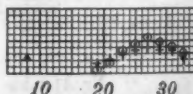
$i = 2,0$  Amp. Sp. 32600 Volt  
 $D_1 = 0,0096$   $D = 0,0004$

Nr. 43c.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 29600 Volt  
 $D = 0,0004$  ohne Wasserstoff

Nr. 43d.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 30300 Volt  
 $D_1 = 0,0037$   $D = 0,0004$

Nr. 43a bis 43d flüssige Luft an  $G_1$   
 $D_1$  Partialdruck des Wasserstoffs im Beobachtungsraum.

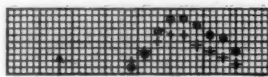


Nr. 44a.



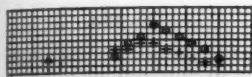
$i = 2,0$  Amp. Sp. 28 600 Volt  
 $D_1 = 0,0101$   $D = 0,0004$   
 Flüssige Luft an  $G_1$

Nr. 44b.



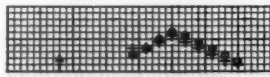
$i = 2,0$  Amp. Sp. 33 800 Volt  
 $D = 0,0008$   
 Ohne Wasserstoff und ohne  
 flüssige Luft

Nr. 44c.



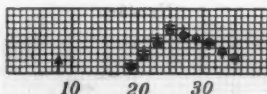
$i = 2,0$  Amp. Sp. 32 400 Volt  
 $D_1 = 0,0043$   $D = 0,0005$   
 Mit Wasserstoff und ohne  
 flüssige Luft

Nr. 44d.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 33 500 Volt  
 $D_1 = 0,0041$   $D = 0,0005$   
 Mit Wasserstoff  
 Feste  $\text{CO}_2$  an  $G_1$

Nr. 44e.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 36 800 Volt  
 $D = 0,0005$

Ohne Wasserstoff. Feste  $\text{CO}_2$  an  $G_1$

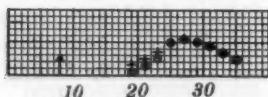
Kurven Nr. 42a und Nr. 43c zeigen wieder das Herabdrücken der negativen Kurve durch die Kühlung mit flüssiger Luft an  $G_1$ . Nr. 44b das Hinaufgehen dieser Kurve ohne flüssige Luft.

Die Kurven Nr. 42c, d, e, Nr. 43a, b, d, Nr. 44a zeigen, daß Einleiten von Wasserstoff in den Beobachtungsraum die negative Kurve gleichfalls über die positive emporhebt.

In Nr. 42b ist der Partialdruck des Wasserstoffs noch zu klein, um die negative Kurve über die positive treten zu lassen.

Kurve Nr. 44c zeigt, daß ohne Kühlung mit flüssiger Luft das Einleiten des Wasserstoffs keinen weiteren Einfluß hat. Nr. 44d, e lassen erkennen, daß feste  $\text{CO}_2$  ähnliche, wenn auch nicht ganz so starke Wirkung hat wie flüssige Luft.

Nr. 45 a.

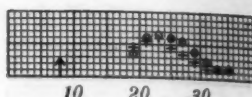


$i = 2,0$  Amp. Sp. 29 600 Volt  
 $D = 0,0006$

Ohne Wasserstoff

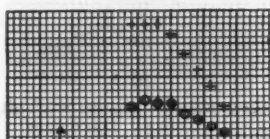
Feste  $\text{CO}_2$  an  $G_1$ .  $D_1$  Partialdruck des Wasserstoffs

Nr. 45 b.



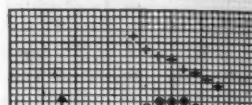
$i = 2,0$  Amp. Sp. 42 800 Volt  
 $D_1 = 0,0068$   $D = 0,0006$

Nr. 46 a.



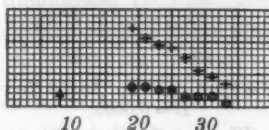
$i = 2,0$  Amp. Sp. 34 800 Volt  
 $D = 0,0061$

Nr. 46 b.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 26 000 Volt  
 $D = 0,0126$

Nr. 46 c.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 32 600 Volt  
 $D = 0,0103$

Nr. 46 a bis 46 c Sauerstoffkanalstrahlen in Sauerstoff

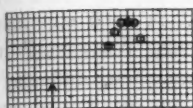
Aus Nr. 45 a, b läßt sich ebenfalls die Wirkung der Kühlung mit fester  $\text{CO}_2$  ersehen.

In Nr. 46 a ist der Sauerstoff in den Beobachtungsraum durch die Kapillare geleitet, während bei Nr. 46 b, c nur die Gaedepumpe I ganz langsam lief und deshalb der Druck annähernd im ganzen Rohr der gleiche war. Bei Nr. 46 a war der Druck in der Kapillare  $c_2$  wesentlich niedriger als in den beiden anderen Fällen.

Man sieht, daß Stickstoff und Sauerstoff ungefähr in gleicher Weise auf die Sauerstoffkanalstrahlen einwirken.

## Röhre III.

Nr. 47a.



$i = 1$  Amp. Sp. 48 000 Volt  
 $D = 0,0004$

Nr. 47b.



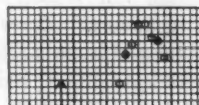
$i = 1$  Amp. Sp. 35 500 Volt  
 $D = 0,0004$

Nr. 47c.



$i = 1$  Amp. Sp. 20 100 Volt  
 $D = 0,0006$

Nr. 47d.



$i = 1$  Amp. Sp. 48 000 Volt  
 $D = 0,0004$

Nr. 47e.



$i = 1$  Amp. Sp. 26 000 Volt  
 $D = 0,0005$

Nr. 47f.



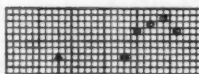
$i = 1$  Amp. Sp. 30 000 Volt  
 $D = 0,0005$

Nr. 47g.



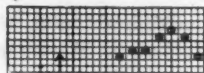
$i = 1$  Amp. Sp. 31 500 Volt  
 $D = 0,0005$

Nr. 47h.



$i = 1$  Amp. Sp. 31 500 Volt  
 $D = 0,0005$

Nr. 47i.



$i = 1$  Amp. Sp. 19 500 Volt.  
 $D = 0,0006$

Die Kurven Nr. 47a bis 47i sind mit negativen Ionen und Röhre III aufgenommen.

Die folgende Tabelle gibt schließlich noch eine Kontrollbeobachtung. Bei dem Einlassen von Wasserstoff in den Beobachtungsraum ist es nicht zu vermeiden, daß ein, wenn auch geringes Quantum Wasserstoff in die Entladungsröhre tritt. Man könnte daran denken, daß die beobachtete Beeinflussung der negativen Ionen der Kanalstrahlen schon bei der Entladung einträte, wenn dem Sauerstoff Wasserstoff beigegeben wird. Die Entladungsspannung der Röhre wurde durch das Einleiten von Wasserstoff in den Beobachtungsraum nicht merklich geändert. Es wurde nun in die Entladungsröhre neben Sauerstoff auch noch Wasserstoff direkt eingeleitet, bis die Entladungsspannung herabgesetzt wurde. Dabei wurde die Thermosäule an eine Stelle gebracht, die einer Ablenkung von 1,9 cm entsprach bei 2 Amp. Magnetisierungsstrom (Röhre II) und das Verhältnis der durch positive Ionen zu der durch negative hervorgerufenen Galvanometerablenkung bestimmt. Dabei war  $G_1$  durch flüssige Luft gekühlt.

Tabelle I.

Spannung	$P_1/N$ Verhältnis der positiven zu der negativen	
26000 Volt	1,6	Wasserstoffzusatz ohne bemerkbare Änderung der Entladungsspannung
35700 „	1,42	desgl.
30800 „	1,50	Spannung durch Wasserstoffzusatz eben merklich erniedrigt
30800 „	1,50	desgl.
24000 „	1,66	Spannung durch Wasserstoffzusatz um 6000 Volt erniedrigt
32600 „	1,44	Reiner Sauerstoff
26500 „	1,62	Spannung durch Wasserstoffzusatz erniedrigt
34600 „	1,50	Gleicher Wasserstoffzusatz, aber Spannung erhöht

Hier ist also das Verhältnis der positiven zur negativen Energie immer größer als Eins und der Wasserstoffzusatz zur

Entladung ruft also nicht das beobachtete Überwiegen der negativen Ionen hervor, welches er im Beobachtungsraum eintreten läßt.

#### 7. Magnetische Ablenkung von Stickstoffkanalstrahlen.

Der benutzte Stickstoff wurde aus einer käuflichen Bombe entnommen. Um ihn von Sauerstoff zu befreien, wurde er durch ein Porzellanrohr geleitet, das mit blanken Kupferdrahtnetzen gefüllt war und im elektrischen Ofen glühend gemacht wurde. Diese Entfernung der Sauerstoffreste war jedoch auf die Ergebnisse ohne allen Einfluß.

Die Kurven Nr. 48 bis 51 zeigen, daß ohne Kühlung die negative Kurve erheblich unter der positiven liegt, wenn Stickstoffkanalstrahlen magnetisch abgelenkt werden. Bei Nr. 49 und 50c ist das positive Maximum bei höherem Druck verschwunden, während das negative noch bemerkbar bleibt. Bei höherem Druck bemerkt man die starke Ionisation des ganzen Bündels an der weit stärkeren Verringerung der Ordinate im magnetischen Felde und an der Verschiebung der ganzen Energiekurve nach der Seite, wohin die positiven Ionen abgelenkt werden.

Die Kurven Nr. 52 sind mit Röhre II und verschiedenen Magnetfeldern ausgeführt und zeigen ebenfalls die negative Kurve unter der positiven.

Nr. 53 sind unmittelbar nach längerer Benutzung der Röhre mit Sauerstoff ausgeführt. Die ersten beiden Kurven a und b zeigen noch das vom Sauerstoff herrührende Überwiegen der negativen Kurven, während bei c dieser Einfluß bereits merklich schwächer wird.

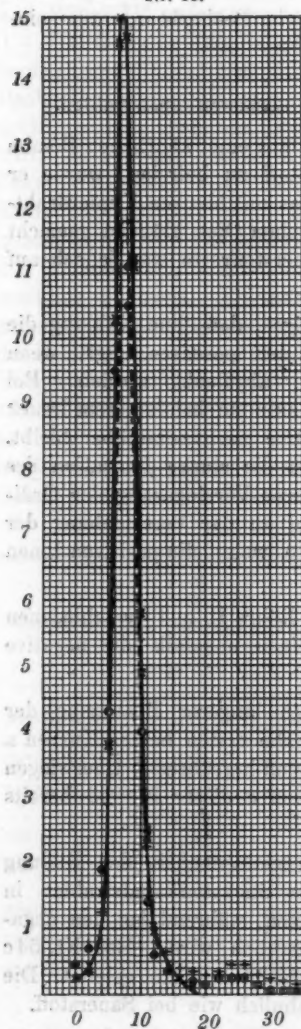
Nr. 54a und b zeigen die Verschiedenheit der Bildung positiver Ionen, je nachdem die Stickstoffkanalstrahlen in Wasserstoff oder Sauerstoff eintreten, während bei den negativen ein Unterschied nicht bemerklich wird. Bei Nr. 54c und d wurde Stickstoff in den Beobachtungsraum geleitet. Die Bildung positiver Ionen ist hier ähnlich wie bei Sauerstoff.

Die Kurven 55 a, b, c bestätigen die Vermehrung der positiven Ionen durch die Anwesenheit des Sauerstoffs.

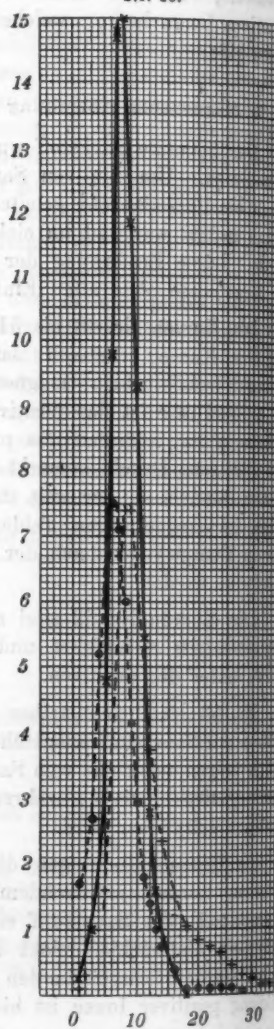
Nr. 48.

Röhre I.

Nr. 49.



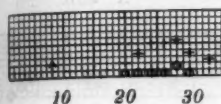
$i = 2,4$  Amp. Sp. 32400 Volt  
 $D = 0,0008$



$i = 2,4$  Amp. Sp. 39300 Volt  
 $D = 0,0092$

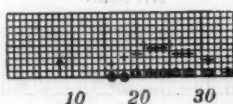
## Röhre I.

Nr. 50a.



$i = 2,4$  Amp. Sp. 28 000 Volt  
 $D = 0,0009$

Nr. 50b.



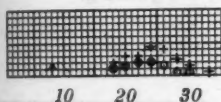
$i = 2,4$  Amp. Sp. 38 500 Volt  
 $D = 0,0009$

Nr. 50c.



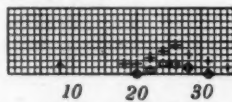
$i = 2,4$  Amp. Sp. 30 100 Volt  
 $D = 0,0058$

Nr. 51a.



$i = 2,4$  Amp. Sp. 37 900 Volt  
 $D = 0,0008$

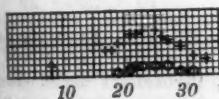
Nr. 51b.



$i = 2,4$  Amp. Sp. 30 700 Volt  
 $D = 0,00085$

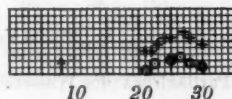
## Röhre II.

Nr. 52a.



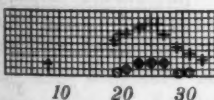
$i = 2,0$  Amp. Sp. 37 700 Volt  
 $D = 0,0008$

Nr. 52b.



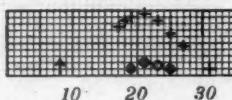
$i = 2,4$  Amp. Sp. 42 000 Volt  
 $D = 0,0008$

Nr. 52c.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 31 400 Volt  
 $D = 0,00085$

Nr. 52d.

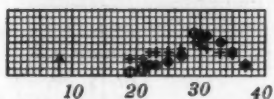


$i = 1,5$  Amp. Sp. 31 400 Volt  
 $D = 0,00085$



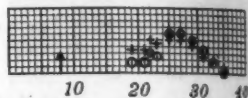
## Röhre II.

Nr. 53 a.



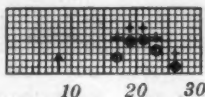
$i = 2,4$  Amp. Sp. 44100 Volt  
 $D = 0,0008$

Nr. 53 b.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 44100 Volt  
 $D = 0,0008$

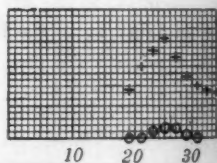
Nr. 53 c.



$i = 1,5$  Amp. Sp. 44100 Volt  
 $D = 0,0008$

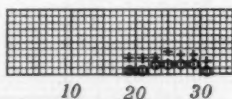
Nr. 53 a bis 53 c Entladung unregelmäßig.

Nr. 54 b.



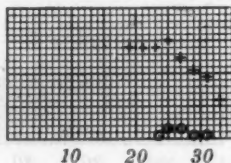
$i = 2,0$  Amp. Sp. 34000 Volt  
 $D_1 = 0,0055$   $D = 0,0006$   
 $D_1$  Partialdruck des Sauerstoffs

Nr. 54 a.



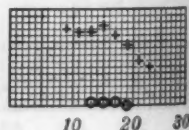
$i = 2,0$  Amp. Sp. 27200 Volt  
 $D_1 = 0,0050$   $D = 0,0006$   
 $D_1$  Partialdruck des Wasserstoffs

Nr. 54 c.



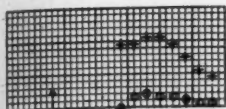
$i = 2,0$  Amp. Sp. 34300 Volt  
 $D = 0,0076$

Nr. 54 d.



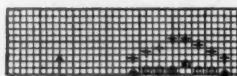
$i = 2,0$  Amp. Sp. 34300 Volt  
 $D = 0,0076$

Nr. 55 a.



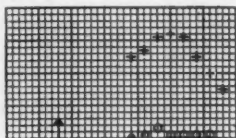
$i = 2,0$  Amp. Sp. 38 200 Volt  
 $D_1 = 0,0041$   $D = 0,0008$   
 $D_1$  Partialdruck des Sauerstoffs

Nr. 55 b.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 35 500 Volt  
 $D = 0,0008$   
 Stickstoff allein

Nr. 55 c.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 32 500 Volt  
 $D_1 = 0,0070$   $D = 0,0008$   
 $D_1$  Partialdruck des Sauerstoffs

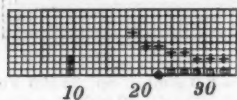
### 8. Magnetische Ablenkung von Jodkanalstrahlen.

Um neben den gewöhnlichen Gasen auch noch ein Element von hohem Atomgewicht zur Beobachtung heranzuziehen, wurde Jod gewählt. Da das Jod Quecksilber stark angreift, wurden die Gaedepumpen und das Mac Leodsche Manometer abgenommen. Die eine Gaedepumpe wurde dann an das sonst zum Manometer führende Rohr angesetzt und die Verbindungsrohre mit blanken Kupfernetzen gefüllt, um den Joddampf von der Pumpe fernzuhalten.

An Stelle der Zufußspirale *B* wurde ein mit Jod gefülltes Glasgefäß angesetzt, das in Alkohol tauchte, der mit fester Kohlensäure auf niedrige Temperatur gebracht war. Die sonst zu den Gaedepumpen führenden Glasröhren tauchten in ein Gemisch von Aceton und fester  $\text{CO}_2$  oder in flüssige Luft. Es zeigte sich, daß auf diese Weise in dem Joddampf eine sehr konstante Entladung erzeugt werden konnte und durch verstärkte Kühlung konnte die Spannung leicht erhöht werden. Die Regelmäßigkeit der Entladung war größer als

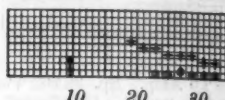
bei Gasfüllung und es konnten höhere Spannungen bei regelmäßiger Entladung unterhalten werden.

Nr. 56a.



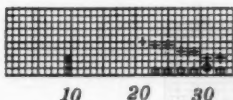
$i = 5,0$  Amp. Sp. 28000 Volt

Nr. 56b.



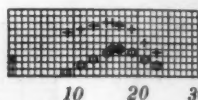
$i = 7,5$  Amp. Sp. 27600 Volt

Nr. 56c.



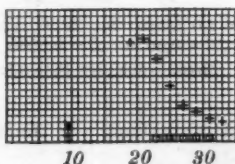
$i = 4$  Amp. Sp. 27600 Volt

Nr. 56d.



$i = 2,0$  Amp. Sp. 27600 Volt

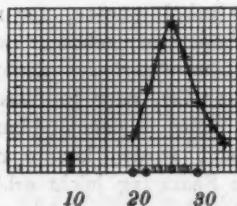
Nr. 56e.



$i = 5$  Amp. Sp. 38700 Volt

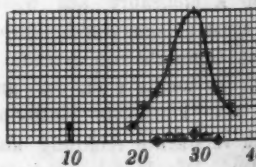
Die Kurven Nr. 56 zeigen, daß bei Kühlung durch Kohlensäure der Dampfdruck des Jods noch zu groß ist, so daß ein erkennbares Maximum nur bei Nr. 56d vorhanden ist, das den Sauerstoffkanalstrahlen entspricht, mit denen die Röhre vorher betrieben war.

Nr. 57a.



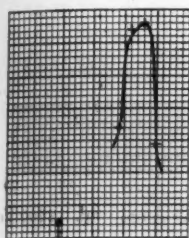
$i = 5,0$  Amp. Sp. 24700 Volt

Nr. 57b.



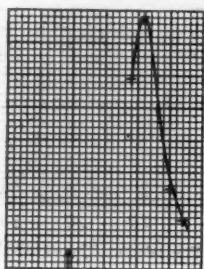
$i = 7,5$  Amp. Sp. 20700 Volt

Nr. 57c.



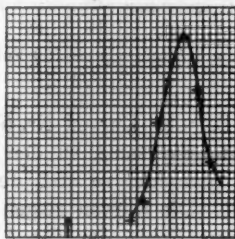
$i = 5,0$  Amp. Sp. 46400 Volt

Nr. 57d.



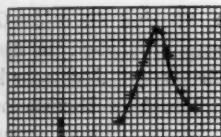
$i = 5,0$  Amp. Sp. 50000 Volt

Nr. 58b.



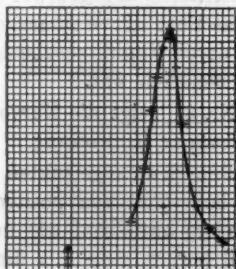
$i = 5$  Amp. Sp. 21600 Volt

Nr. 58a.



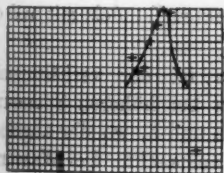
$i = 5$  Amp. Sp. 21500 Volt

Nr. 58d.



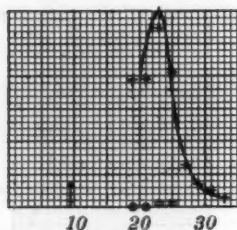
$i = 6$  Amp. Sp. 29000 Volt

Nr. 58c.

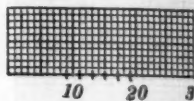


$i = 2$  Amp. Sp. 20600 Volt

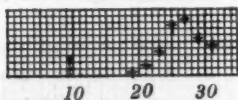
Nr. 58 e.

 $i = 2$  Amp. Sp. 27500 Volt

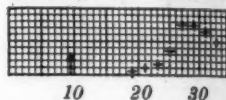
Nr. 59 a.

 $i = 0,5$  Amp. Sp. 19200 Volt

Nr. 59 b.

 $i = 6$  Amp. Sp. 18100 Volt

Nr. 59 c.

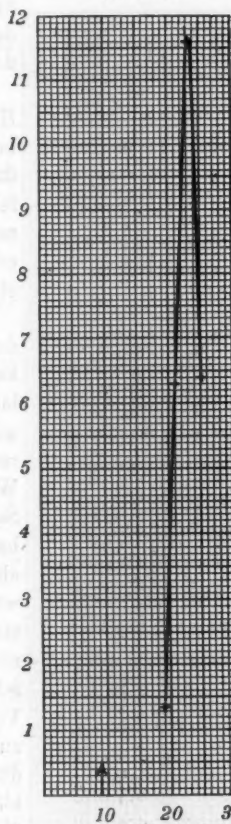
 $i = 6$  Amp. Sp. 17200 Volt

Bei den Kurven Nr. 57, 58, 59, 60 sind die beiden Glasröhren, die sonst zu den Gaedepumpen führten, in flüssige Luft getaucht, so daß der Dampfdruck des Jods sehr klein wurde. Die Kurven zeigen nun ausgesprochene Maxima sowohl bei dem Felde, das der Ablenkung des Sauerstoffs entsprach, wie Nr. 58 e und 60 d, als auch Maxima bei einem wesentlich stärkeren Magnetfelde, welche wir den positiv geladenen Jodatomen zuschreiben dürfen. Die Energie der Wasserstoffkanalstrahlen dagegen war sehr klein, wie 59 a und 60 c zeigen, wo das Feld der Wasserstoffablenkung entsprach. Dies konnte auch durch Fluoreszenzbeobachtung bestätigt werden, die kaum eben merklich war.

Nr. 61 zeigt die Kurve des direkten Bündels mit und ohne magnetische Einwirkung.

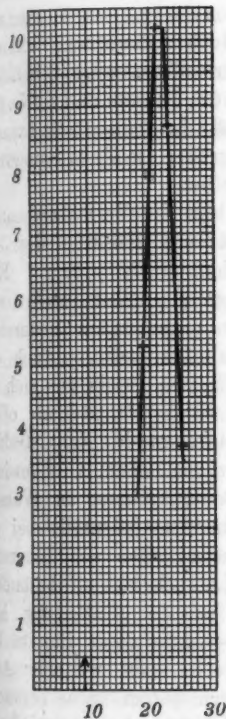
Bei den abgelenkten Bündeln ist der verhältnismäßig sehr hohe Teil von positiven Ionen bei höheren Spannungen besonders auffallend wie in Nr. 60 a und b, wo der abgelenkte Anteil bereits mehr als die Hälfte ausmacht. Bei Wasserstoff und Sauerstoff war das abgelenkte Bündel in viel geringerem Grade von der Spannung abhängig, wie ja die magnetische

Nr. 60b.



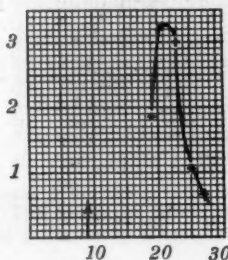
$i = 7$  Amp. Sp. 53000 Volt

Nr. 60a.



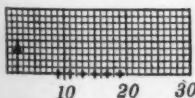
$i = 5$  Amp. Sp. 52000 Volt

Nr. 60d.



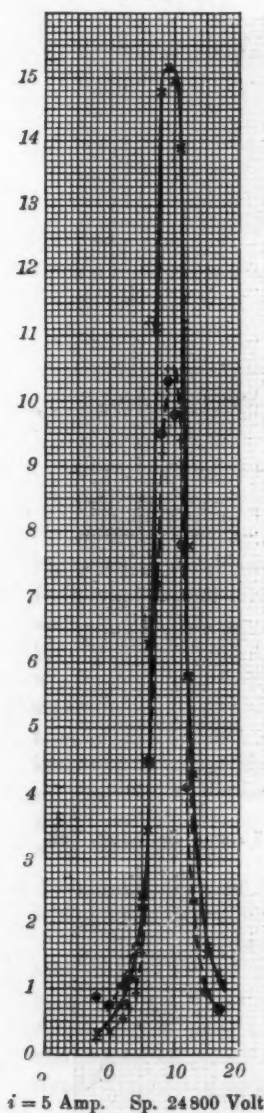
$i = 2$  Amp. Sp. 24800 Volt

Nr. 60c.



$i = 0,5$  Amp. Sp. 24800 Volt

Nr. 61.



i = 5 Amp. Sp. 24800 Volt

Schwächung des unabgelenkten Bündels sich merklich unabhängig von der Spannung erwiesen hatte.

Noch auffallender ist das starke Hervortreten des Sauerstoffmaximums bei den Jodkanalstrahlen, während das Wasserstoffmaximum vollständig fehlt. Nr. 56d, Nr. 58c und e, Nr. 60d zeigen, daß das Sauerstoffmaximum erheblich größer ist als in Sauerstoffstrahlen selbst.

Dies legt die Vermutung nahe, daß die stärkere Ionisation des Jodkanalstrahlenbündels beim Entladungsvorgang selbst auch eine solche der vorhandenen Sauerstoffreste nach sich zieht. Auch die Wasserstoffreste beteiligen sich in Sauerstoff, Stickstoff, Helium offenbar viel stärker an den Kanalstrahlen als in Gasen von hohem Atomgewicht, während Sauerstoffionen in Wasserstoffkanalstrahlen jedenfalls bei geringen Beimengungen von Sauerstoff fehlen. Dies scheint auf besondere Vorgänge bei der Entladung hinzuweisen. — Alle diese Punkte bedürfen jedoch noch weiterer Aufklärung durch systematische Versuche über die Kanalstrahlen verschiedener Substanzen und den Anteil geringer Beimengungen.



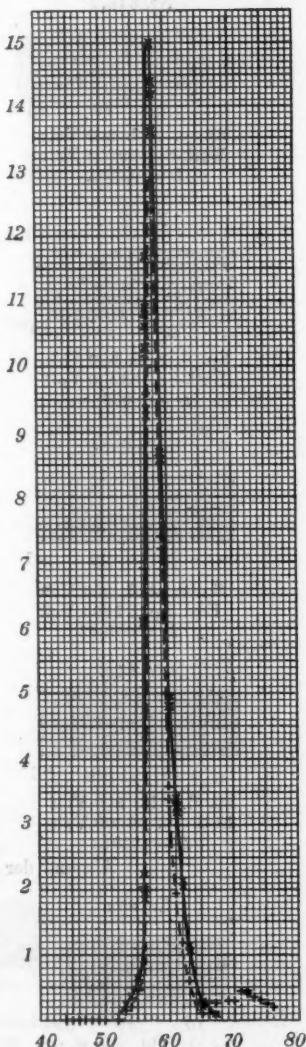
Nr. 62.

### 9. Elektrische Ablenkung von Wasserstoffkanalstrahlen.

Für die elektrische Ablenkung diente Röhre III. Hier wurden die beiden Messingplatten zunächst zur Berührung gebracht und dann so weit voneinander entfernt, daß das Kanalstrahlenbündel in der Mitte hindurchging. Die Spannungsdifferenz wurde mit einer Hochspannungsdynamo hergestellt und durch Regulierung des erregenden Stromes passend verändert. Gemessen wurde sie durch zwei nebeneinander benutzte Spannungsmesser, der eine war ein Braunsches Elektrometer, der andere ein statisches Elektrometer von Hartmann & Braun.

Nr. 62 gibt die Energiekurve mit und ohne elektrische Ablenkung. Es tritt auch hier ein abgelenktes Bündel auf, dessen Maximum deutlich erkennbar ist.

Auch bei der elektrostatischen Ablenkung zeigt sich ebenso wie bei der magnetischen eine kleinere Ablenkung bei zunehmender Entladungsspannung. Wir werden noch später auf die quantitativen Verhältnisse eingehen.



Spannung der Ablenkung 800 Volt  
Entl.-Spannung 39000 Volt  
Abst. d. Platten 0,245 cm.  $D=0,0042$

Nr. 63a.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 39 000 Volt  
 $D = 0,0042$

Nr. 63b.



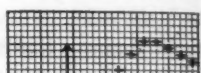
Sp. d. Abl. 1000 Volt  
Entl.-Sp. 33 400 Volt  
 $D = 0,0038$

Nr. 63c.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 33 500 Volt  
 $D = 0,0038$

Nr. 63d.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 36 800 Volt  
 $D = 0,0035$

Nr. 64a.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 27 200 Volt  
 $D = 0,0047$

Nr. 64b.



Sp. d. Abl. 600 Volt  
Entl.-Sp. 28 600 Volt  
 $D = 0,0050$

Nr. 64c.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 36 500 Volt  
 $D = 0,0043$

Nr. 64d.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 36 500 Volt  
 $D = 0,0044$

Abstand der Platten 0,245 cm.

Nr. 65a.



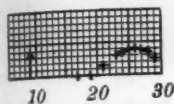
Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 42 200 Volt  
 $D = 0,0031$

Nr. 65b.



Sp. d. Abl. 600 Volt  
Entl.-Sp. 20 100 Volt  
 $D = 0,0050$

Fig. 65 c.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 33400 Volt  
 $D = 0,0039$  Volt

Fig. 65 d.

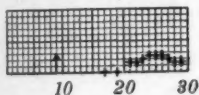


Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 34800 Volt  
 $D = 0,0036$

Nr. 65 a bis 65 d Abstand der Platten 0,245 cm.

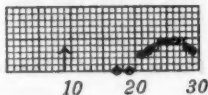
# 10. Elektrische Ablenkung von Sauerstoffkanalstrahlen.

Nr. 66 a.



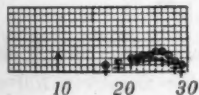
Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 29400 Volt  
 $D = 0,0004$

Nr. 66 b.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 30300 Volt  
 $D = 0,0004$

Nr. 66 c.



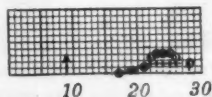
Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 31100 Volt  
 $D = 0,0003$

Nr. 66 d.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 35900 Volt  
 $D = 0,0003$

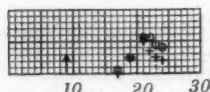
Nr. 66 e.



Sp. d. Abl. 800 Volt Entl.-Sp. 29000 Volt  
 $D = 0,0003$

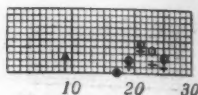
Nr. 66 a bis 66 e Plattenabstand 0,245 cm.

Nr. 67 a.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 39600 Volt  
 $D = 0,0003$

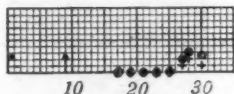
Nr. 67 b.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 39600 Volt  
 $D = 0,0003$

Nr. 67 a u. 67 b Plattenabstand 0,245 cm.

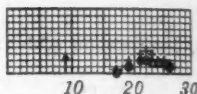
Nr. 67 c.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 20900 Volt  
 $D = 0,0004$

Plattenabstand 0,245 cm

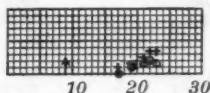
Nr. 67 d.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 42700 Volt  
 $D = 0,0003$

Feste  $\text{CO}_2$  an  $G_1$

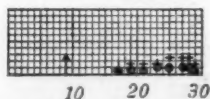
Nr. 67 e.



Sp. d. Abl. 800 Volt Entl.-Sp. 42700 Volt  
 $D = 0,0003$  Feste  $\text{CO}_2$  an  $G_1$

Die Sauerstoffkurven zeigen ebenso wie bei der magnetischen Ablenkung ein Überwiegen der negativen Kurve, die bei Kühlung von  $G_1$  zurücktritt, wie Nr. 67 d, e und Nr. 68 a ergeben.

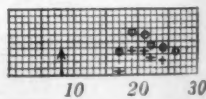
Nr. 68 a.



Sp. d. Abl. 800 Volt  
Entl.-Sp. 28300 Volt  
 $D = 0,0004$

Feste  $\text{CO}_2$  an  $G_1$   
Plattenabst. 0,245 cm

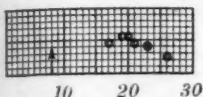
Nr. 68 b.



Sp. d. Abl. 1100 Volt  
Entl.-Sp. 33500 Volt  
 $D = 0,0004$

Plattenabst. 0,415 cm

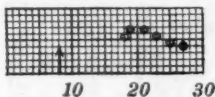
Nr. 68 c.



Sp. d. Abl. 1000 Volt  
Entl.-Sp. 33500 Volt  
 $D = 0,0004$

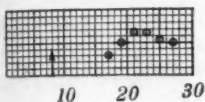
Nr. 68 c u. 68 d Plattenabstand 0,415 cm.

Nr. 68 d.



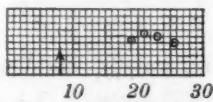
Sp. d. Abl. 1100 Volt  
Entl.-Sp. 33500 Volt  
 $D = 0,0004$

Nr. 69 a.



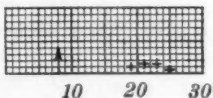
Sp. d. Abl. 1800 Volt  
Entl.-Sp. 34800 Volt  
 $D = 0,0004$

Nr. 69 b.



Sp. d. Abl. 1800 Volt  
Entl.-Sp. 34800 Volt  
 $D = 0,0004$

Nr. 69 c.



Sp. d. Abl. 1800 Volt Entl.-Sp. 34800 Volt  $D = 0,0004$

Nr. 69 a bis 69 c Plattenabstand 0,665 cm.

### 11. Vergleichung der magnetischen Ablenkung bei verschiedenen Spannungen und verschiedenen Gasen.

Obwohl die mitgeteilten Beobachtungen nicht eigentlich zur quantitativen Bestimmung der magnetischen Ablenkung angestellt sind und für diese eine andere Anordnung größere Genauigkeit ergeben würde, können wir doch unser Beobachtungsmaterial hierfür auch benutzen.

Nach der Formel p. 882 ist die magnetische Ablenkung

$$y_m = \frac{e}{mv} L,$$

wo  $L$  ein das magnetische Feld bestimmender Faktor ist.

Ferner ist, wenn ein geladenes Atom durch die ganze Entladungsspannung  $V$  beschleunigt wird,

$$\frac{m}{2} v^2 = eV, \quad v = \sqrt{\frac{2eV}{m}},$$

also ist

$$y_m = \sqrt{\frac{e}{2mV}} L$$

und daher die Größe

$$\frac{\sqrt{\frac{m}{e}} V\bar{V} \cdot y_m}{L}$$

bei verschiedenen Spannungen und Gasen konstant. Ist das wirksame Magnetfeld wenig ausgedehnt und die Entfernung von ihm bis zu der Thermosäule verschieden, so ist

$$\frac{\sqrt{\frac{m}{e}} V\bar{V} \cdot y_m}{L} \frac{f}{f_1}$$

konstant, wo  $f/f_1$  das Verhältnis der Entfernungen ist.

Für Wasserstoff ist . . .	$\sqrt{m/e} = 0,0101,$
„ Sauerstoff . . . . .	$\sqrt{m/e} = 0,0407,$
„ Stickstoff . . . . .	$\sqrt{m/e} = 0,0381,$
„ Jod . . . . .	$\sqrt{m/e} = 0,115.$

Setzen wir für  $L$  das magnetische Feld zwischen den Polen, so soll

$$b = \frac{\sqrt{\frac{m}{e}} V\bar{V} y_m}{\Phi}$$

konstant sein. Die folgenden Tab. II u. III zeigen die Werte von  $b$ , die sich aus unseren Beobachtungen ergeben. Obwohl einzelne Werte merklich abweichen, ist die Größe  $b$  doch ungefähr so konstant, als es der Genauigkeit der Beobachtung entspricht.

Größere Abweichungen finden sich bei den Jodkanalstrahlen bei sehr hohen Spannungen, bei denen auch die Ionisation der Kanalstrahlen auffallend stark war, Nr. 57c, d; Nr. 60a, b. Hier ist  $b$  nennenswert größer als sonst.

Erheblich kleiner ist  $b$  bei den Wasserstoffresten in Sauerstoffkanalstrahlen Nr. 26, sowie bei den Sauerstoffresten bei Jodkanalstrahlen Nr. 58c, e; Nr. 60d.

Von diesen Ausnahmen abgesehen verlaufen also die Entladungsvorgänge bei den verschiedenen Gasen ganz analog und es wird in derselben Röhre auch immer derselbe Teil der Entladungsspannung zur Beschleunigung der Kanalstrahlen benutzt.

Tabelle II.

Nr.	Ablenkung in cm	Spannung in Volt	Magnetfeld zwischen den Polen	b	Nr.	Ablenkung in cm	Spannung in Volt	Magnetfeld zwischen den Polen	b
Röhre I. Wasserstoff					Röhre II. Sauerstoff				
4	1,2	29400	1750	16,0	36	1,75	34500	8000	16,5
5	1,2	28600	1750	15,7	37 a	1,90	26000	8000	15,7
6	1,7	33000	2500	16,8	37 b	1,90	26000	8000	15,7
7	1,7	33300	2500	16,8	38	2,0	26800	8000	16,7
8	1,7	33300	2500	16,8	39 a	2,5	15000	8000	15,5
Röhre II. Wasserstoff					39 b	1,9	36400	8000	18,5
11	2,4	27100	2500	16,0	39 c	1,8	34100	8000	16,9
12	2,0	44400	2500	17,1	39 d	2,4	19500	8000	17,1
13	2,6	24000	2500	16,3	39 e	2,0	29800	8000	17,6
14	2,2	24000	2000	17,1	40 a	2,3	18500	8000	16,0
15	1,7	33800	2000	15,8	40 b	1,9	31000	8000	17,0
16	1,45	35200	1600	17,1	40 c	1,9	30000	8000	16,9
17	1,9	22600	1600	18,0	40 d	2,0	30800	8000	17,9
18	1,3	44000	1600	17,2	40 e	1,9	29700	8000	16,7
19	1,8	22400	1600	17,0	41 a	1,9	28600	8000	16,3
20	1,5	29400	1600	16,2	41 b	2,2	19000	8000	15,4
21	2,0	18400	1600	16,9	41 c	1,7	37700	8000	16,7
22	1,70	27200	1600	17,6	41 d	1,8	33800	8000	16,9
23	1,3	45000	1600	17,3	41 e	1,9	31100	8000	17,0
24	1,3	45000	1600	17,3	42 a	1,9	31700	8000	17,2
25	1,9	31100	2000	16,9	42 b	1,9	29700	8000	16,7
Röhre I. Sauerstoff					42 c	2,0	24500	8000	16,0
28 a	2,0	27200	10000	18,0	42 d	1,8	31900	8000	16,4
28 b	1,55	27200	8000	17,5	42 e	1,7	33100	8000	15,8
28 c	1,85	27200	9200	18,2	43 a	1,7	33000	8000	15,8
29	1,85	31800	9600	18,7	43 b	1,6	32600	8000	14,8
32 a	1,85	27200	9600	17,4	43 c	1,8	29600	8000	15,8
33 a	1,95	21100	9600	16,1	43 d	1,7	30300	8000	15,2
33 b	1,95	21900	9600	16,4					
33 c	1,45	37000	9600	15,8					
34 a	2,05	22100	9600	17,4					
34 b	1,65	37700	9600	18,2					
35 a	1,95	21100	9600	16,1					
35 b	1,85	38100	9600	18,2					



Tabelle III.

Nr.	Ablenkung in cm	Spannung in Volt	Magnetfeld zwischen den Polen	b	Nr.	Ablenkung in cm	Spannung in Volt	Magnetfeld zwischen den Polen	b
Röhre II. Sauerstoff					Röhre II. Jod				
44 a	1,9	28600	8000	16,4	57 a	1,55	24700	16400	17,5
44 b	1,8	33800	8000	16,8	57 b	1,95	20700	18300	17,8
44 c	1,7	32400	8000	15,6	58 a	1,55	21500	16400	16,0
44 d	1,7	33500	8000	15,9	58 b	1,75	21600	16400	17,9
44 e	1,7	36800	8000	16,6	58 d	1,55	29000	17500	17,8
45 a	1,9	29600	8000	16,7	59 b	1,75	18100	17500	15,5
45 b	1,5	42800	8000	15,8	59 c	1,85	17200	17500	15,9
Röhre I. Stickstoff					57 c	1,35	46400	16400	20,3
48	1,75	32400	9600	16,8	57 d	1,15	50000	16400	18,9
50 a	1,9	28000	9600	16,8	60 a	1,2	52000	16400	19,1
50 b	1,5	38500	9600	15,6	60 b	1,35	53000	18100	19,7
51 a	1,6	37900	9600	16,6	Röhre I. Wasserstoffrest in Sauerstoffkanal- strahlen				
51 b	1,8	30700	9600	16,7	26	1,6	26000	2500	13,9
Röhre II. Stickstoff					Röhre II. Sauerstoffrest in Jodkanalstrahlen				
52 a	1,6	37700	8000	14,8	58 c	1,65	20600	8000	12,1
52 b	1,9	42000	9600	15,5	58 e	1,35	27500	8000	11,4
52 c	1,7	31400	8000	14,4	60 d	1,2	24900	8000	9,3
52 d	1,3	31400	6000	14,7					
54 b	1,7	34000	8000	14,9					
55 a	1,6	38200	8000	14,9					
55 b	1,8	35500	8000	16,1					
55 c	1,7	32500	8000	14,6					
Röhre III. Sauerstoff									
47 a	1,2	48000	4000	17,2					
47 b	1,35	35500	4000	16,4					
47 c	1,7	20100	4000	15,9					
47 d	1,2	48000	4000	17,2					
47 e	1,6	26000	4000	16,6					
47 f	1,5	30000	4000	16,8					
47 g	1,50	31500	4000	16,4					
47 h	1,55	31500	4000	17,4					
47 i	1,7	19500	4000	15,0					

### 12. Berechnung der beschleunigenden Spannung aus magnetischer und elektrischer Ablenkung.

Die Beobachtung der magnetischen und elektrischen Ablenkung gestattet sowohl  $e/m$ , wie die Geschwindigkeit bewegter Ionen zu bestimmen. Wir ziehen jedoch vor, die Werte von  $e/m$  als bekannt vorauszusetzen und sowohl aus der elektrischen wie aus der magnetischen Ablenkung das beschleunigende Potential zu bestimmen, um dies mit der Entladespannung zu vergleichen.

Für die magnetische Ablenkung ziehen wir nur die mit Röhre III gemachten Messungen heran, da bei diesen das herankommende Kanalstrahlenbündel durch einen besonderen Eisenschutz gegen das streuende Feld des Magneten geschützt war.

Wir hatten p. 884 für die Beziehung zwischen beschleunigender Spannung und magnetischer Ablenkung gefunden

$$V = \frac{4,05}{y^2} 10^{12} \text{ C.G.S.}$$

In der folgenden Tabelle sind die hiernach berechneten Werte zusammengestellt.

Tabelle IV.

Sauerstoff.

Nr.	Ablenkung	$V$ in Volt berechnet	$V_0$ Entladungs- spannung in Volt	$\frac{V_0}{V}$
47a	1,2	28100	48000	1,70
47b	1,35	22300	35500	1,59
47c	1,7	14100	20100	1,43
47d	1,2	28100	48000	1,70
47e	1,6	15600	26000	1,67
47f	1,5	18000	30000	1,66
47g	1,5	18000	31500	1,75
47h	1,55	16800	31500	1,87
47i	1,7	14000	19500	1,39

Aus der elektrischen Ablenkung  $y_e$  berechnet sich die beschleunigende Spannung, wenn  $V_1$  die ablenkende Spannung,  $z$  die Länge des elektrischen Feldes,  $l$  der Plattenabstand,

$b$  die Länge des nach Passieren des Feldes zurückgelegten Wegstrecke sind,

$$V = V_1 \frac{x^2 + 2bx}{4ly_0}$$

Tabelle V.

Nr.	Ab- lenkung in cm	$V_1$ in Volt	$V$ in Volt	$V_0$ in Volt	Platten- abstand $l$ in cm	$\frac{V_0}{V}$
Wasserstoff						
62	1,3	800	19500	39000	0,245	2,00
63a	1,3	800	19500	39000	0,245	2,00
63b	1,7	1000	18700	33400	0,245	1,78
63c	1,4	800	18100	33500	0,245	1,85
63d	1,3	800	18500	36800	0,245	1,99
64a	1,7	800	15000	27200	0,245	1,82
64b	1,35	600	14100	28600	0,245	2,02
64c	1,4	800	18100	36500	0,245	2,01
64d	1,35	800	18800	36500	0,245	1,94
65a	1,2	800	21200	42200	0,245	1,99
65b	1,7	600	11200	20100	0,245	1,79
65c	1,5	800	17000	33400	0,245	1,96
65d	1,45	800	17600	34800	0,245	1,97
Sauerstoff						
66a	1,6	800	15900	29400	0,245	1,84
66b	1,7	800	14900	30300	0,245	2,03
66c	1,6	800	15900	31100	0,245	1,85
66d	1,4	800	18100	35900	0,245	1,98
66e	1,5	800	16900	29000	0,245	1,72
67a	1,2	800	21200	39600	0,245	1,87
67b	1,2	800	21200	39600	0,245	1,87
67c	1,9	800	13400	20900	0,245	1,56
67d	1,2	800	21100	42700	0,245	2,01
67e	1,3	800	21100	42700	0,245	2,01
68b	1,1	1100	19400	33500	0,415	1,73
68c	1,1	1100	19400	33500	0,415	1,73
68d	1,1	1100	19400	33500	0,415	1,73
69a	1,3	1800	16800	34800	0,665	2,06
69b	1,2	1800	18200	34800	0,665	1,91

Ans den Tab. IV und V ersieht man, daß die beschleunigende Spannung nur einen Teil der Entladungsspannung ausmacht.

Die aus der elektrischen Ablenkung bestimmten Werte  $V_0/V$  sind durchschnittlich etwas größer als die aus der magnetischen berechneten. Dieser Unterschied rührt höchstwahrscheinlich daher, daß die abgelenkten Ionen sich größtenteils bald wieder neutralisieren, so daß das magnetische Streufeld nur wenig auf diese einwirkt. Es ist daher das magnetische Feld etwas zu stark in Rechnung gesetzt und die beobachtete Ablenkung ist zu klein. Da die Ablenkung quadratisch in die Formel eingeht, kommt dieser Fehler wesentlich verstärkt zur Geltung.

Bei niedrigeren Spannungen ist der Wert von  $V_0/V$  kleiner. Doch ist zu berücksichtigen, daß die Genauigkeit der Messung bei niedrigen Spannungen nicht groß ist.

Daß die beschleunigende Spannung kleiner ist als die Entladungsspannung, ist nicht weiter auffallend. Im übrigen ist die Genauigkeit der vorliegenden Ablenkungsmessungen noch nicht groß genug, um weitergehende Schlüsse zu ziehen. Soviel ergeben die Beobachtungen indessen, daß nichts vorliegt, was zu irgend einer Änderung der bisher von mir vertretenen Auffassung der Kanalstrahlen veranlassen müßte.

---

*Anm. bei der Korrektur.* Die Beobachtungen von Dechend und Hammer<sup>1)</sup> zeigen, daß bei noch geringerem Druck im Beobachtungsraum auch bei Beseitigung des Hg-Dampfes die negativen Ionen des Sauerstoffs überwiegen. Diese Versuche stehen mit den meinigen nicht im Widerspruch, indem, wie oben gezeigt ist, bei verschiedenen Partialdrucken ganz verschiedene Verhältnisse von negativen und positiven Ionen sich in den Kanalstrahlen herstellen. Bei hohen Spannungen wird der Gleichgewichtszustand im Beobachtungsraum meistens noch nicht erreicht und es können dann auch noch Einflüsse der Vorgänge im Entladungsraum mitwirken.

Würzburg, Physik. Institut.

---

1) H. v. Dechend u. E. Hammer, Sitzungsber. d. Heidelb. Akad. d. Wissensch. 5. August 1910.

(Eingegangen 6. Juli 1910.)

### 3. *Untersuchungen von Flammenspektren mit dem Vakuumbolometer; von Eberhard Buchwald.*

(Auszug aus der Breslauer Dissertation.)

#### Einleitung.

Warburg<sup>1)</sup>, Leithäuser und Johansen haben das Verhalten des Linearbolometers im Vakuum theoretisch und experimentell einer systematischen Untersuchung unterzogen und auf die Vorteile hingewiesen, die das Vakuumbolometer dem Luftbolometer gegenüber aufweist. Nicht nur, daß bei ihm Störungen fortfallen, wie sie etwa durch den wechselnden Feuchtigkeitsgehalt der Luft oder durch Luftströmungen hervorgerufen werden; vor allem wird die Empfindlichkeit bedeutend erhöht, weil der Bolometerstreifen keine Wärme durch Luftleitung verliert und so bei gleicher Bestrahlung eine höhere Temperatur als in Luft annimmt. Und zwar hat Warburg gezeigt, daß sich die Verhältnisse am günstigsten gestalten bei den schmalsten Streifen, wie man sie zur Erzielung einer großen spektralen Auflösung braucht.

Ich habe mich, angeregt durch ein Problem der Wärmestrahlung, gleichfalls mit der Herstellung und Wirkungsweise von Vakuumbolometern beschäftigt und berichte darüber im ersten Teile der folgenden Arbeit.

#### Erster Teil.

#### Das Vakuumbolometer.

##### § 1. Herstellung.

Fig. 1 zeigt ein Vakuumbolometer von der endgültig gewählten Form. *R* ist ein Schieferrähmchen, auf dem mit

1) E. Warburg, G. Leithäuser und Ed. Johansen, Ann. d. Phys. 24. p. 25. 1907.

Neusilberklemmen das Platinblech  $P$  befestigt ist. An dieses Platinblech einerseits und an zwei Neusilberklemmen andererseits waren die beiden möglichst gleichen Bolometerstreifen  $B_1$  und  $B_2$  angelötet, die nach den Lummer-Kurlbaumschen<sup>1)</sup> Angaben aus Platin-Silberfolie geschnitten, abgeätzt und in Platinchloridlösung mit Platinschwarz beschlagen worden waren. Bei einigen Streifen war es geglückt, nur die Vorderseite mit der Oberfläche der Lösung in Berührung zu bringen und zu schwärzen. Die Rückseite blieb blank, was den Vorteil bot, daß die Wärmeverluste durch Ausstrahlung vermindert wurden. Der Streifen  $B_2$  wurde bestrahlt.  $B_1$  war durch ein an den Schieferrahmen angekittetes, in der Figur weggelassenes Kupferblech gegen Strahlung geschützt.  $Z_1, Z_2, Z_3$  sind drei zu den Klemmen  $K$  führende Neusilberleitungen, und zwar führen  $Z_1$  und  $Z_2$  zu dem unteren Ende von je einem Bolometerstreifen, während  $Z_3$  die gemeinsame Zuleitung zu den oberen Enden von  $B_1$  und  $B_2$  ist.

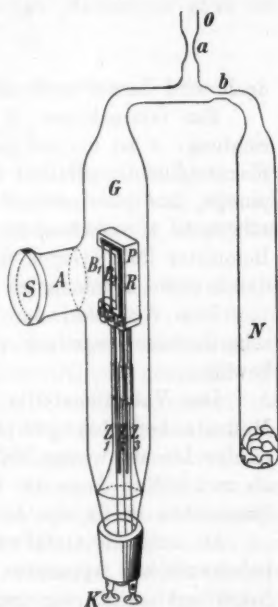


Fig. 1.

Die drei in der vorliegenden Arbeit benutzten Bolometerstreifen hatten die Breiten:

I . . . . .	0,5 mm
II . . . . .	0,2 „
III . . . . .	0,15 „

Die wirksame Streifenlänge betrug bei den Bolometern I und III 12 mm, bei II 16 mm.

<sup>1)</sup> O. Lummer u. F. Kurlbaum, Wied. Ann. 46. p. 205. 1892.

Der Widerstand des Bolometerstreifens mit Zuleitung war

bei I . . . . .	4,16 $\Omega$
„ II . . . . .	10,27 „
„ III . . . . .	10,9 „

doch wird darauf noch näher eingegangen werden.

Ein Glasgehäuse *G* umschließt die beschriebene Vorrichtung; *N* ist ein mit geglühter Kokosnußschale, sogenannter Kokosnußkohle, gefülltes Gefäß. Das Rohr *O* führt zur Luftpumpe, das Ansatzrohr *A* ist mit einer 4—5 mm dicken Steinsalzplatte *S* verschlossen, durch die die Strahlung auf das Bolometer fällt. Gegen fremde Strahlung war das Glasgehäuse durch einen Blechmantel geschützt.

Zum Aufkitten der Steinsalzplatte hat sich ein leichtschmelzender Siegellack von äußerst geringer Dampfspannung bewährt.

Das Vakuum stellte ich anfangs nach der Dewarschen Methode her: Ich pumpte zunächst mit einer Quecksilberpumpe bis auf wenige Millimeter Hg-Druck vor, schmolz bei  $a$  ab und kühlte dann das Gefäß mit der Kokosnußkohle durch Eintauchen in flüssige Luft.

Da aber die Gefäßwände und vor allem einige Teile des bolometrischen Apparates, z. B. der Asphaltlack, mit dem die Neusilberklemmen vor dem Abätzen der Bolometerstreifen bezogen worden waren, Luft abgeben, erschien es unmöglich, das Bolometer auf diese Weise gut evakuiert zu erhalten, wenn man nicht ständig mit flüssiger Luft kühlen wollte. Ich entschloß mich daher, die Dewarsche Methode aufzugeben, nur die Hg-Pumpe zum Auspumpen zu benutzen und das Bolometergefäß in ständiger Verbindung damit und mit einem Mac Leodschen Manometer zu lassen, an dem der herrschende Druck jederzeit abgelesen werden konnte. Damit gibt man allerdings die leichte Beweglichkeit des Apparates preis; doch gestatten einige Kundtsche Spiralen immer noch die erforderlichen geringen Verrückungen, und man hat dafür den Vorteil, ständig bei einem genau definierten Vakuum zu messen, welches nicht schlechter ist, als das von der Dewarschen Methode in diesem Falle gelieferte (etwa  $\frac{1}{1000}$  mm nach einer persönlichen Mitteilung von Hrn. Dr. Leithäuser).



Ferner ist so die Möglichkeit geboten, die allmähliche Änderung der Strahlungsempfindlichkeit mit dem Drucke zu verfolgen. Zu den diesbezüglichen Messungen gehe ich jetzt über.

## § 2. Empfindlichkeitsbestimmung.

### a) Meßapparate.

Die Apparate zur Messung der Empfindlichkeit des Vakuumbolometers sind im wesentlichen dieselben, wie bei den Messungen im ultraroten Spektrum, über die im zweiten Teile der Arbeit berichtet wird.

Das Vakuumbolometer wurde an einem von Schmidt & Haensch gelieferten Spiegelspektrometer befestigt, die Spalthöhe betrug 1 cm, die Spaltbreite wurde im allgemeinen gleich der des gerade benutzten Bolometerstreifens gemacht; die Spiegel hatten 36 cm Brennweite und 4 cm Durchmesser. An Prismenmaterial standen zwei kleine Flußspatprismen von nur  $2,3 \times 3$  cm nutzbarer Fläche zur Verfügung, deren brechende Winkel  $60^\circ 12' 45''$  bzw.  $60^\circ 10' 12''$  betrugen. Öfters wurden beide aufeinandergesetzt; bei ihrem nahezu gleichen Brechungswinkel sind die dadurch entstehenden Inkorrektheiten, wie man sich durch eine einfache Rechnung überzeugt, für die meisten Fälle ohne Belang. Bei den Messungen blieb das Prisma dauernd in der Minimumstellung für *D*-Licht stehen; der Bolometerstreifen wurde okular auf *D*-Licht eingestellt. Wird er durchs Spektrum bewegt, so ist seine Stellung durch den am Teilkreis von  $20''$  zu  $20''$  ablesbaren Winkelabstand von dieser Nullstellung charakterisiert. Aus den Dispersionstabellen, die Rubens<sup>1)</sup> für Steinsalz und Paschen<sup>2)</sup> für Flußspat aufgestellt hat, berechnet sich die Wellenlänge, die zu einem bestimmten Winkelabstande vom *D*-Licht gehört. Es sei erwähnt, daß der Bolometerstreifen von 0,2 mm Breite einen Winkelraum von  $1' 50''$  im Spektrum einnahm, was in der Gegend von  $4 \mu$  einem Wellenlängenbezirke von etwa  $0,04 \mu$  entspricht.

1) H. Rubens, Wied. Ann. 54. p. 476. 1895.

2) F. Paschen, Ann. d. Phys. 44. p. 299. 1900.

Die beiden Bolometerstreifen  $B_1$  und  $B_2$  bildeten zwei Zweige einer Wheatstoneschen Brückenordnung; den dritten und vierten Zweig stellte eine 16,5 cm lange Brücke mit mikrometrisch verschiebbarem Quecksilberkontakt dar, zu der soviel Widerstand hinzugeschaltet wurde, daß der aller vier Zweige nahezu der gleiche war.

Das Du Bois-Rubenssche Panzergalvanometer hatte bei hintereinandergeschalteten Spulen einen Widerstand von 9,4  $\Omega$  und bei 2,85 m Skalenabstand eine Empfindlichkeit von etwa  $1,10^{-9}$  Amp. pro Skt.; gemessen wurde immer ballistisch.

#### b) Messungsergebnisse.

Zur Bestimmung der Strahlungsempfindlichkeit des Bolometers wurde der Faden einer mit 220 Volt brennenden Nernstlampe mit Hilfe eines Hohlspiegels auf dem Kollimatorsplatt abgebildet und das Bolometer auf eine geeignete Wellenlänge fest eingestellt. Es fällt also bei jedem Aufziehen einer Klappvorrichtung, die den Strahlengang zu unterbrechen gestattet, dieselbe Energiemenge auf das Bolometer, und man mißt, welchen Ausschlag diese Energiemenge bei bestimmtem Vakuum und bestimmter Stärke des Belastungsstromes hervorruft. Dabei bin ich nur bis zu solchen Stromstärken gegangen, wie sie möglicherweise noch bei Messungen angewandt werden können. Bei stärkeren Strömen wird das Galvanometer zu unruhig.

Die Diagramme Fig. 2 und Fig. 3 stellen die Versuchsergebnisse für zwei der benützten Bolometer dar. Es sind dabei als Abszissen die Belastungsströme, als Ordinaten die zugehörigen Ausschläge in Skalenteilen aufgetragen, und jede einzelne Kurve entspricht einem bestimmten Vakuum. Fassen wir zunächst Fig. 2, die sich auf das schmalste der drei Bolometer bezieht, ins Auge, so erkennen wir folgendes: Befindet sich der Streifen in Luft unter Atmosphärendruck, so wächst die Empfindlichkeit etwa proportional der Belastung; bei 1 mm Druck ist schon eine Abweichung von der geraden Linie zu konstatieren und bei etwa 0,3 mm Druck zeigt die Empfindlichkeitskurve zum ersten Male bei den angewandten Stromstärken ein Maximum; dieses Maximum wird bei wachsender Luftverdünnung höher und höher und rückt gleichzeitig nach Stellen kleinerer Belastungsströme.

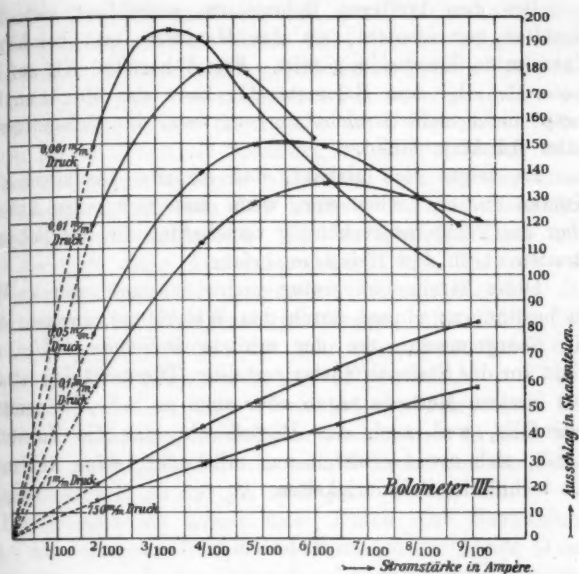


Fig. 2.

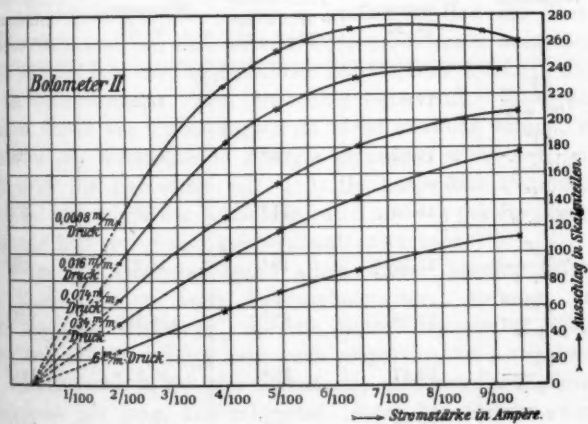


Fig. 3.

Bei den breiteren Bolometern modifiziert sich dieses Resultat nur insofern, als das Maximum erst bei höherem Vakuum in Erscheinung tritt. Fig. 3 bezieht sich auf Bolometer II. Bei dem Bolometer III kann das Maximum überhaupt nicht mehr erreicht werden, wenn der Belastungsstrom unter 0,1 Amp. bleibt.

Es zeigte sich alsbald, daß an eine Diskussion dieser Kurven nur zu denken war, wenn man sich einen Aufschluß über die Temperaturerhöhung verschaffte, die der Bolometerstreifen durch den Heizstrom erfuhr.

Diese Streifentemperatur suchte ich auf zweierlei Weise zu bestimmen: einmal durch den Widerstand, zweitens durch die Energiemenge, die der erhitzte Bolometerstreifen einer dicht vor das Steinsalzfenster gestellten Thermosäule zustrahlte. Die letztere Methode ergab aber stets zu hohe Temperaturen, jedenfalls, weil auch das Platinblech, das die Zuleitungen bildet, sich etwas erwärmt und mitstrahlt; seine Abblendung bot technische Schwierigkeiten.

Tabelle 1.

Heizstrom	in Luft		im Vakuum von 0,001 mm	
	Widerstand in $\Omega$	Temperatur- erhöhung über $18^\circ$	Widerstand in $\Omega$	Temperatur- erhöhung über $18^\circ$
$\frac{2V}{100 + b}$	11,03	$3^\circ$	11,26	$8^\circ$
$\frac{2V}{40 + b}$	11,12	$5^\circ$	12,1	$28^\circ$
$\frac{2V}{20 + b}$	11,36	$11^\circ$	13,3	$55^\circ$
$\frac{2V}{10 + b}$	11,71	$19^\circ$	14,77	$89^\circ$
$\frac{2V}{5 + b}$	12,08	$27^\circ$	16,26	$123^\circ$
$\frac{2V}{3 + b}$	12,47	$36^\circ$	17,17	$144^\circ$
$\frac{2V}{0 + b}$	13,93	$47^\circ$	17,86	$160^\circ$

Den Widerstand maß ich mit der Wheatstoneschen Brückenordnung, wobei wieder alle vier Zweige gleichgemacht wurden. Im vorstehenden gebe ich eine typische Versuchreihe wieder, die mit dem schmalsten Bolometer gewonnen ist. Die erste Kolonne enthält die Angabe des Heizstromes. Dabei steht im Zähler 2 Volt als Spannung des Akkumulators, während der im Nenner stehende Widerstand sich aus dem eines Brückenzeuges  $b$  und aus dem Ballastwiderstand des Akkumulatorkreises zusammensetzt. Die anderen Kolonnen enthalten für Luft unter Atmosphärendruck bzw. Vakuum von 0,001 mm Hg-Druck die gemessenen Widerstände und die daraus berechneten Temperaturerhöhungen über  $18^{\circ}$ . Der Widerstand bei  $18^{\circ}$  wurde mit sehr schwachem Strom und empfindlichem Galvanometer zu  $10,9 \Omega$  bestimmt.

Man sieht sofort, eine wieviel höhere Temperatur der Streifen ceteris paribus im Vakuum annimmt als in Luft, und dies ist der wesentlichste Punkt bei der Diskussion der Empfindlichkeitskurven, zu der ich mich jetzt wenden will.

Das Primäre ist immer dies: Durch eine Bestrahlung erfährt der Bolometerstreifen eine Temperaturerhöhung (Temperatursprung), und das Bolometer ist unter dem Gesichtspunkt konstruiert, daß dieser Temperatursprung möglichst groß wird. Durch die Erwärmung wird der Streifenwiderstand geändert, um so mehr, je größer er und der Temperaturkoeffizient ist, und so eine Potentialdifferenz ausgelöst, deren Größe von der angewandten Stromstärke abhängt und die im Galvanometer einen Ausschlag hervorruft. Wird der Streifen durch den Belastungsstrom nicht merklich erhitzt, so nimmt er die einstrahlende Energie sozusagen willig auf, wie groß auch die Belastung sei; und die ausgelöste Potentialdifferenz, also auch der Ausschlag, wird nur von der Belastung abhängen und mit dieser proportional anwachsen.

Beim Luftbolometer spielt allein dieser primäre Effekt eine Rolle. Anders beim Vakuumbolometer. Anfangs, bei einer geringen Belastung, die die Streifentemperatur nicht wesentlich erhöht, erfolgt zwar auch proportionales Anwachsen der Empfindlichkeit mit der Belastung, und zwar schnelleres Anwachsen als beim Luftbolometer, denn der Streifen wird durch eine gewisse Einstrahlung im Vakuum mehr erwärmt

als in Luft, weil er im Vakuum keine Wärme durch Luftleitung verliert.

Bald aber machen sich sekundäre entgegengesetzte Einflüsse geltend, die erst nur die Proportionalität stören, allmählich aber den primären Effekt überwiegen und direkt ein Abnehmen der Empfindlichkeit mit wachsender Belastung bewirken, so daß sich ein *Maximum der Empfindlichkeitskurve* ergibt.

Diese sekundären Einflüsse beruhen sämtlich auf der viel höheren Streifentemperatur, die ein gewisser Belastungsstrom im Vakuum hervorbringt.

Erstens nämlich strahlt der Streifen dadurch stärker aus; er ist gar nicht fähig, die einfallende Energie bei sich zu behalten; er verliert sie fortwährend, schon während des Einstrahlens, durch Ausstrahlung, und so bewirkt die Einstrahlung einen verhältnismäßig geringen Temperatursprung.

Zweitens dürfte sich eine analoge Betrachtung für die Wärmeverluste anstellen lassen, die der Streifen durch innere Wärmeleitung erfährt.

Drittens endlich lehrt schon die Theorie der Wheatstoneschen Brücke<sup>1)</sup>, daß der Ausschlag, den eine gewisse Temperaturerhöhung des Streifens hervorbringt, um so kleiner wird, je höher die anfängliche Streifentemperatur ist; es handelt sich dabei immerhin um einige Prozente.

Es ist nun auch klar, warum das Maximum der Empfindlichkeitskurve mit steigendem Vakuum nach kleineren Belastungen rückt: je besser das Vakuum ist, eine um so kleinere Belastung genügt zu einer bestimmten Erhitzung und so zur Auslösung der sekundären Einflüsse. Auch beim Luftbolometer wird bei sehr starken Belastungen ein Maximum eintreten. Das kann man daraus schließen, daß bei fortgesetzter Stromsteigerung auch hier die Proportionalität aufhört. Die Annahme aber, die man aus der Warburgschen Arbeit zu entnehmen geneigt ist, daß nämlich das Maximum immer bei etwa der gleichen Streifentemperatur eintritt, habe ich nicht bestätigt gefunden. Bei dem Bolometer II entspricht zwar dem einzig beobachteten Maximum der Empfindlichkeit eine

1) E. Warburg, G. Leithäuser u. Ed. Johansen, l. c. p. 26.

Temperaturerhöhung des Streifens um etwa  $44^{\circ}$ , wie bei Warburg. Bei dem schmalen Bolometer III aber zeigt sich ein deutlicher Gang mit der Druckänderung. Es beträgt nämlich die Temperaturerhöhung im Maximum der Empfindlichkeit

bei $\frac{1}{10}$ mm Druck	42°
„ $\frac{5}{100}$ „ „	38
„ $\frac{1}{100}$ „ „	31
„ $\frac{1}{1000}$ „ „	21

Als wichtigstes Resultat dieses ersten Teiles ergibt sich, daß das Vakuumbolometer einen wesentlichen Fortschritt dem Luftbolometer gegenüber darstellt: Man erreicht hohe Empfindlichkeit, ohne durch große Strombelastung die Ruhelage des Galvanometers zu gefährden. Dem steht der Nachteil gegenüber, daß man die Konstanz des Vakuums dauernd genau kontrollieren muß.

#### Zweiter Teil.

#### Untersuchung von Flammenspektren.

##### Einleitung.

Das erste Problem, das mit dem beschriebenen Meßapparat in Angriff genommen wurde, war eine Bestimmung der Temperatur von Kohlenwasserstoffflammen, zunächst der Bunsenflamme, auf Grund ihrer Strahlungseigenschaften im ultraroten Spektrum. Es sei von vornherein bemerkt, daß vor Abschluß meiner Versuche eine Arbeit von H. Schmidt<sup>1)</sup> erschienen ist, die sich, zumal in ihrem zweiten Teile, mit derselben Frage beschäftigt und sich demgemäß in verschiedenen Punkten mit der vorliegenden Arbeit deckt. Immerhin erscheint es bei der Wichtigkeit des Problems nicht überflüssig, nochmals darauf zurückzukommen, zumal da von mir infolge eines etwas veränderten Ausgangspunktes Fragen berührt werden, auf die Schmidt gar nicht oder nur kurz zu sprechen kommt.

Die Versuche, die Verbrennungstemperatur von Gasen zu bestimmen, gehen bis auf Davy<sup>2)</sup> zurück, der ein Cyan-

1) H. Schmidt, Ann. d. Phys. 29. p. 971. 1909. Auch: Ber. d. Deutsch. Physik. Ges. 1909. p. 87.

2) Davy, Phil. Trans. p. 67. 1817.



Sauerstoffgemisch explodieren ließ und aus der Volumvergrößerung auf die Verbrennungstemperatur schloß. Ähnlich ging Bunsen<sup>1)</sup> vor. Andere Autoren haben Körper in die Flammen eingeführt und aus deren Temperatur auf die Flammentemperatur rückgeschlossen.

Diese Methoden versagen, wenn man Temperaturen messen will, die oberhalb des Schmelzpunktes der eingeführten Körper liegen oder wenn es sich um außerirdische oder sonst unzugängliche Substanzen handelt. Frei von diesen Beschränkungen ist die auf Strahlungseigenschaften gegründete Temperaturbestimmung, die im wesentlichen in einem Vergleich mit einer Normalstrahlungsquelle, deren Temperatur wir bestimmen können: dem absolut schwarzen Körper, besteht. Von älteren Arbeiten beansprucht hier nur die von Rossetti<sup>2)</sup> ein größeres Interesse, von neueren sind die von Lummer u. Pringsheim<sup>3)</sup>, Stewart<sup>4)</sup>, Kurlbaum<sup>5)</sup>, Féry<sup>6)</sup> und Kurlbaum u. Schulze<sup>7)</sup> zu erwähnen.

Diese Arbeiten vermeiden eine direkte Bestimmung der Flammenabsorption.

Demgegenüber sind neuerdings Flammenabsorptionen tatsächlich gemessen und zusammen mit den zugehörigen Emissionsmessungen zu Temperaturbestimmungen verwandt worden:

R. Ladenburg<sup>8)</sup> bestimmte mit der Thermosäule das Emissions- und Absorptionsvermögen der glühenden Kohlenstoffteilchen in der Hefnerkerze und in der Azetylenflamme,

Bauer<sup>9)</sup> Absorption und Emission einer 3 bzw. 5 cm breiten Flammenschicht des Bec Méker, eines neueren Bunsen-

1) R. Bunsen, Pogg. Ann. 131. p. 161. 1867.

2) F. Rossetti, Ann. d. Chim. et Phys. 18. p. 457. 1879.

3) O. Lummer u. E. Pringsheim, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 1. p. 230. 1899.

4) G. W. Stewart, Phys. Rev. 14. p. 257. 1901.

5) F. Kurlbaum, Phys. Zeitschr. 3. p. 187. 1902.

6) C. Féry, Compt. rend. 137. p. 909. 1903.

7) F. Kurlbaum u. Günther Schulze, Verh. d. Deutsch. Physik. Ges. 8. p. 239. 1906.

8) R. Ladenburg, Physik. Zeitschr. 7. p. 697. 1906.

9) E. Bauer, Compt. rend. 147. p. 1897. 1908.

brenne  
punkt

B

Hefn

E

hat R

E

Arbeit

Bec M

bestim

D

liegen

F

vermö

stellt

das I

Körp

Flam

verm

einen

der s

eigen

ausse

ratur

zweif

so h

Wah

aber

1894

brennertyps, für die Reststrahlen des Flußspats, deren Schwerpunkt bei  $25,5 \mu$  liegt;

Becker<sup>1)</sup> setzte die Ladenburgschen Versuche an der Hefnerlampe ins sichtbare Gebiet fort.

Emission und Absorption in den Banden des Kohlebogens hat Rosenmüller<sup>2)</sup> untersucht.

Endlich gehört hierher die bereits mehrfach erwähnte Arbeit von Schmidt<sup>3)</sup>, in der Emission und Absorption des Bec Méker für eine Reihe von Wellenlängen im Ultraroten bestimmt werden.

Die genannten Arbeiten beruhen ebenso wie die vorliegende auf folgendem Gedankengang.

### § 1. Gedankengang der vorliegenden Arbeit.

Bestimmt man bei irgend einer Wellenlänge das Emissionsvermögen  $E$  und das Absorptionsvermögen  $A$  der Flamme, so stellt der Bruch

$$\left[ \frac{E}{A} = e \right]_{\lambda T}$$

das Emissionsvermögen eines gleich temperierten schwarzen Körpers für dieselbe Wellenlänge dar. Ersetzt man die Flamme durch einen solchen, so genügt es, dessen Emissionsvermögen für irgend eine Temperatur zu bestimmen, um so einen Punkt der Planckschen Isochromate zu gewinnen, aus der sich dann die Temperatur der Flamme direkt ablesen läßt.

Diese Schlußweise steht und fällt, wie alle auf Strahlungseigenschaften beruhenden Temperaturmessungen, mit der Voraussetzung, daß die Strahlung der Flamme eine reine Temperaturstrahlung ist. Die Berechtigung dieser Annahme kann zweifelhaft erscheinen. Was das ultrarote Spektrum betrifft, so hat sie nach den Arbeiten von Paschen<sup>4)</sup> sicher viel Wahrscheinlichkeit für sich. Nimmt man die Voraussetzung aber nicht ohne weiteres an, so kann man zum mindesten

1) A. Becker, Ann. d. Phys. 28. p. 1017. 1909.

2) M. Rosenmüller, Ann. d. Phys. 29. p. 355. 1909.

3) H. Schmidt, l. c.

4) F. Paschen, Wied. Ann. 50. p. 403. 1893; 51. p. 1 u. p. 40. 1894; 52. p. 209. 1894; 53. p. 286 u. p. 334. 1894.

zusehen, zu welchen Resultaten sie führt und daraus rückwärts auf ihre Berechtigung oder Nichtberechtigung zu schließen suchen.

Aus der Gleichung

$$\left[ \frac{E}{A} = e \right]_{\lambda T}$$

folgt, daß zur Temperaturbestimmung eine *Emissionsmessung* genügen würde, wenn für irgend eine Wellenlänge das Absorptionsvermögen der zu messenden strahlenden Schicht gleich Eins wäre. Man hätte dann für diese Wellenlänge eine „schwarzstrahlende Flamme“ und könnte deren Emission ohne weiteres mit der eines schwarzen Körpers vergleichen.

In der Tat läßt die Form des ultraroten Bunsenbrennerspektrums eine experimentelle Verwirklichung dieses Gedankens wohl möglich erscheinen. Dieses Spektrum besteht wie bekannt<sup>1)</sup> im wesentlichen aus zwei Emissionsmaximis bei  $2,831\mu$  und  $4,403\mu$ , von denen das erstere dem Wasserdampf zuzuschreiben ist, das letztere, weit höhere der Kohlensäure.

Den Maximis der Emission entsprechen Maxima der Absorption von heißem Wasserdampf und heißer Kohlensäure, und es ist selbstverständlich, daß sich die Darstellung schwarzer Flammenstrahlung am leichtesten bei der Wellenlänge eines Absorptionsmaximums gestalten läßt. Die Wahl zwischen den beiden genannten Maximis entscheidet sich zugunsten des großen  $\text{CO}_2$ -Maximums bei  $4,4\mu$ .

## § 2. Absorptionsvermögen des Bunsenbrenners in der $\text{CO}_2$ -Bande $4,4\mu$ .

Um ein Urteil darüber zu gewinnen, wieviel Flammen man hintereinandersetzen müßte, um bei  $4,4\mu$  eine Schicht vom Absorptionsvermögen I zu erhalten, mit anderen Worten: bei Anwendung einer wie dicken Flammenschicht man bei  $4,4\mu$  schwarze Kohlensäurestrahlung erhalten würde, ist es zunächst erforderlich, das Absorptionsvermögen des Bunsenbrenners in dem betrachteten Spektralbezirk zu bestimmen. Und das geschah auf folgende Weise (Fig. 4):

Das Bild eines Nernstfadens  $N$  wurde mit zwei Hohlspiegeln  $Sp_1$  und  $Sp_2$  durch zwei hintereinander vor den Spalt  $S$

1) F. Paschen, Wied. Ann. 53. p. 334. 1894.

gestellte Bunsenbrenner  $BB$  auf den Spalt entworfen. Die gegenseitige Entfernung der Brenner betrug 2 cm, die Rohr-

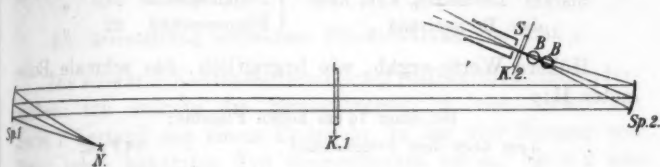


Fig. 4.

weite 1 cm im Durchmesser, der Rohrrand lag 1,8 cm unter der Kollimatorachse. Zwei Klappvorrichtungen  $K_1$  und  $K_2$  ermöglichten es, vom Platze des Beobachters aus die Nernstlampe allein, die Brenner allein oder Nernstlampe und Brenner gleichzeitig in das Spektrometer strahlen zu lassen.

Ist der Energiebetrag, der auf das Bolometer fällt, im ersten Falle  $N_a$ , im zweiten  $B$ , im dritten  $N_b$ , so ist das Absorptionsvermögen durch den Bruch

$$\frac{N_a - N_b + B}{N_a}$$

gegeben. Durch diesen Ansatz ist das Reflexionsvermögen gleich Null gesetzt worden, eine jedenfalls erlaubte Vernachlässigung.

Fig. 5 gibt die Resultate einer derartigen mit dem Bolometer I angestellten Messungsreihe wieder.

Aus der Kurve ist ersichtlich, daß das Maximum der Absorption etwa bei  $4,35 \mu$  liegt, also nicht mit dem Maximum der Emission ( $4,40 \mu$ ) koinzidiert, eine schon von Paschen gefundene Tatsache.

Die Absorption beträgt bei der angeführten Messungsreihe in maximo 20 Proz., doch kommt diesem Werte keine generelle Bedeutung zu, weil das maximale Absorptionsvermögen mit dem Gasdruck und dem Luftzutritt variiert. Es ergaben z. B. einige unmittelbar hintereinander angestellte Beobachtungen folgende maximale Absorption:

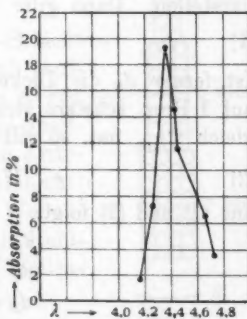


Fig. 5.

Geringer Luftzutritt, 4 cm über dem Brennerrand:	15,6 Proz.
Starker " 4 " " " " " :	20 "
Starker Luftzutritt, 6 cm über dem Brennerrand	{ Flammenmitte 25,5 "
	{ Flammenrand 22 "

Höhere Werte ergab, wie begreiflich, das schmale Bolometer II:

Bei einer 14 cm hohen Flamme:

3 cm über dem Brennerrand . . . . .	24 Proz.
5 " " " " " . . . . .	30 "
10 " " " " " . . . . .	38 "

Für den vorliegenden Zweck war es von geringerem Interesse, die verschiedenen genannten Einflüsse näher zu untersuchen; denn es erschien ja doch ausgeschlossen, alle Flammen, die zusammen die schwarze Kohlensäurestrahlung ergeben sollten, in bezug auf Flammenhöhe, Luftzutritt usw. gleichzumachen. Es genügt, einen mittleren Absorptionswert zu kennen und der folgenden Rechnung zugrunde zu legen. Nehmen wir als solchen mit Rücksicht auf die beim Bolometer II gefundenen Werte, dessen Anwendung hier empfehlenswert ist, 25 Proz. an, so können wir folgendermaßen weiter schließen.

Wir bezeichnen das Absorptionsvermögen der beiden Bunsenbrenner für diese Wellenlänge mit  $A_1$ , den Extinktionsindex mit  $\alpha$ , mit  $d_1$  die Schichtdicke, die die beiden Brenner darstellen. Dann gilt:

$$(1) \quad e^{-\alpha d_1} = 1 - A_1 = 1 - 0,25 = 0,75.$$

Ist ferner  $d_B$  die Dicke einer Bunsenbrennerbatterie, die bis auf 1 Proz. schwarz strahlt, also das Absorptionsvermögen  $A_2$  gleich  $\frac{99}{100}$  hat, so gilt hierfür:

$$(2) \quad e^{-\alpha d_B} = 1 - 0,99 = 0,01;$$

aus (1) und (2) folgt:

$$\frac{d_B}{d_1} = \frac{\log 0,01}{\log 0,75} = 16,$$

$$d_B = 16 d_1,$$

d. h. 16 mal 2 Brenner, also 32 Brenner, würden hintereinandergesetzt bei  $4,35 \mu$  annähernd schwarze  $\text{CO}_2$ -Strahlung ergeben. Dagegen würde der Wasserdampf bei  $2,8 \mu$ , wo eine Absorptionsmessung 7 cm über dem Brennerrand nur 5,7 Proz. ergab,

erst bis auf 1 Proz. schwarz strahlen, wenn eine Schichtlänge von 156 Brennern zusammengesetzt wird.

### § 3. Darstellung schwarzer $\text{CO}_2$ -Strahlung von $4,35 \mu$ .

Die schwarze Kohlensäurestrahlung realisierte ich folgendermaßen: Ich ordnete die Bunsenbrenner in vier Serien an: Serie 1 bestand aus einem Eisenrohr, in das vier Brenner von dem vorher benutzten Typ eingeschraubt waren, Serie 2 aus parallelen, aneinandergelöteten Eisenrohren, von denen jedes sechs Brenner trug, Serie 3 und 4 aus drei, bzw. vier parallelen Rohren mit je acht Brennern. Jedes Eisenrohr hatte seine gesonderte Gaszuführung. Die vier Serien konnten aneinandergeschraubt werden, so daß die in Fig. 6 im Horizontalschnitt dargestellte keilförmige Flammenanordnung entstand, deren Länge 54 cm betrug. Etwa 6 cm vom vordersten Brenner entfernt befand sich bei den Messungen der Spektrometerspalt, und der Keilwinkel der Flammenanordnung war so gewählt, daß die ganze Öffnung des Spektrometerspiegels von der Strahlung der 26 hintereinander brennenden Flammen erfüllt werden konnte.

Die Länge der durchlaufenen Schicht wurde in praxi noch vergrößert durch Aufstellung eines metallenen Hohlspiegels  $H$  von 69 cm Radius, dessen Mittelpunkt in die Spaltöffnung fiel. Der Hohlspiegel gibt ein Kriterium für die Schwärze der Flammenschicht: Strahlt die Brennerreihe bei einer Wellenlänge ohne Hohlspiegel soviel wie mit Hohlspiegel, so ist sie schwarz für diese Wellenlänge.

Über den Flammen war ein Abzugsrohr angebracht.

Die folgende Tabelle gibt ein mit dem Bolometer II gewonnenes Messungsergebnis bei den Wellenlängen  $2,85 \mu$  und

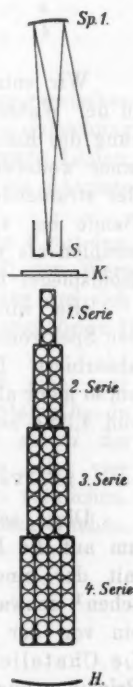


Fig. 6.

4,35  $\mu$  wieder; sie gibt an, welchen Ausschlag die einzelnen Serien mit bzw. ohne Hohlspiegel bewirken.

Tabelle 2.

		$\lambda = 2,85 \mu$	$\lambda = 4,35 \mu$
1 Serie	ohne Hohlspiegel:	26,7 Skt.	64 Skt.
1 „	mit „	43,5 „	79,8 „
2 Serien	ohne „	50,5 „	92,4 „
2 „	mit „	85,1 „	95,7 „
3 „	ohne „	84,1 „	109,7 „
3 „	mit „	132,3 „	111,2 „
4 „	ohne „	114,5 „	112,1 „
4 „	mit „	173,6 „	113,5 „

Wir entnehmen aus dieser Gegenüberstellung, daß zwar in der Wasserdampfbande jedesmal eine beträchtliche Steigerung des Emissionsvermögens eintritt, wenn durch Hinzufügen einer weiteren Brennerserie oder des Hohlspiegels die Dicke der strahlenden Schicht vermehrt wird, daß aber in der  $\text{CO}_2$ -Bande bei 4,35  $\mu$  drei Serien bis auf 2,2 Proz. ebensoviel strahlen als vier Serien und vier Serien ohne dahintergesetzten Hohlspiegel bis auf 1,3 Proz. ebensoviel als mit Hohlspiegel.

Hier wird also nahezu alles, was die vierte Serie gegen den Spektrometerspalt ausstrahlt, von den drei vorderen Serien absorbiert. Das besagt aber, daß die ersten drei Serien und um so mehr alle vier Serien auch schwarze Kohlensäurestrahlung von 4,35  $\mu$  emittieren.

#### § 4. Vergleich mit dem absolut schwarzen Körper.

Diese schwarze Kohlensäurestrahlung verglich ich nun, um auf die Flammentemperatur schließen zu können, direkt mit der eines elektrisch geglühten Lummer-Kurlbaumschen<sup>1)</sup> schwarzen Körpers. Dessen Temperatur konnte durch ein von der physikalisch-technischen Reichsanstalt geeichtes Le Chateliersches Thermoelement bestimmt werden, und im Prinzip genügt es für den vorliegenden Fall, sein Emissionsvermögen für die Wellenlänge  $\lambda = 4,35 \mu$  bei irgend einer Temperatur zu messen, ihn dann durch die Bunsenbatterie zu

1) O. Lummer u. F. Kurlbaum, Ann. d. Phys. 5. p. 829. 1901.



ersetzen und bei derselben Wellenlänge auch deren Emissionsvermögen zu bestimmen.

Es folgt nämlich aus der Planckschen Spektralgleichung für den schwarzen Körper,

$$(1) \quad E = C \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c}{\lambda T}} - 1},$$

wo  $E$  das Emissionsvermögen für die Wellenlänge  $\lambda$  und die absolute Temperatur  $T$  und  $c$  und  $C$  zwei Konstante sind, von denen  $c$  den Wert 14450 hat, während  $C$  von den Versuchsbedingungen abhängt, die Gleichung:

$$(2) \quad \log E = \log C - 5 \log \lambda - \frac{c}{\lambda T} \log e.$$

Diese Gleichung gibt bei konstantem  $\lambda$  die Beziehung zwischen Temperatur und Emissionsvermögen; es ist die Gleichung der „Isochromaten“. Die Isochromaten sind gerade Linien, wenn man, wie üblich,  $\log E$  als Ordinate,  $1/T$  als Abszisse aufträgt.

Hat man mit Hilfe des schwarzen Körpers ein  $T$  mit dem dazugehörigen  $E$  gemessen, so findet man aus (2) den Wert von  $\log C$  und kann die Isochromate zeichnen, aus der sich dann für jedes  $E$ , z. B. das der Brennerserie, das zugehörige  $T$  direkt ablesen läßt.

Es wurden nun aus naheliegenden Gründen nicht nur bei  $4,35 \mu$ , sondern auch gleich in der Wasserdampfbande bei  $2,8 \mu$  Messungen ausgeführt. Auch wurde gleich die Strahlung der einzelnen Serien, nicht bloß die aller vier Serien zusammen, mit der des schwarzen Körpers verglichen. Der Brennerrand lag dabei 6,5 cm unter der Kollimatorachse.

Das Resultat war folgendes:

Tabelle 3.

$\lambda = 2,8 \mu$ .

Emission in Skalenteilen.

Schwarzer Körper von 1366° abs.	85
„ „ „ 1178° „	44,9
1 Brennerserie . . . . .	20
2 Brennerserien . . . . .	37,5
3 „ . . . . .	63,8
4 „ . . . . .	85

$$\lambda = 4,35 \mu.$$

Schwarzer Körper von 1364° abs.	30,5
„ „ „ 1175° „	20
1 Brennerserie . . . . .	37
2 Brennerserien . . . . .	47,8
3 „ . . . . .	58
4 „ . . . . .	59,5

Zur Temperaturbestimmung ließ sich jetzt ohne weiteres nur die Emissionsmessung aller vier Brennerserien bei  $4,35 \mu$  heranziehen, weil nur dabei schwarze Strahlung mit schwarzer Strahlung verglichen wird. Und zwar liest man aus der Isochromate  $4,35 \mu$  ab, daß zu dem Ausschlag von 59,5 Skt. die Temperatur

$$1901^\circ \text{ abs.} = 1628^\circ \text{ C.}$$

gehört. Unter den gemachten Annahmen wäre also dies die mittlere Temperatur der Bunsenflamme.

Dieser Wert erscheint recht niedrig. Es liegt nahe, ihn dadurch zu kontrollieren, daß man das Absorptionsvermögen der einzelnen Serien mißt und aus diesen Absorptionsbestimmungen und den in Tab. 3 schon gegebenen Emissionsbestimmungen weitere Werte für die Flammentemperatur herleitet.

Die Absorption wurde wieder mit der Versuchsanordnung Fig. 4 gemessen, nur daß die Brennerbatterie nicht direkt vor den Spalt, sondern zwischen die beiden Hohlspiegel  $Sp_1$  und  $Sp_2$  gesetzt wurde. Es ergaben sich in der Höhe 6,5 cm über dem Brennerrand:

Tabelle 4.

Absorptionsvermögen:

	$\lambda = 2,8 \mu$	$\lambda = 4,35 \mu$
1 Serie . . . . .	7 Proz.	50 Proz.
2 Serien . . . . .	11 „	64 „
3 „ . . . . .	19 „	74 „
4 „ . . . . .	28 „	79 „
Mittlerer Fehler . . . . .	1,7 „	1,4 „

Dabei muß bemerkt werden, daß die Werte, besonders in der Wasserdampfbande  $2,8 \mu$  an verschiedenen Beobachtungstagen größere Abweichungen voneinander zeigen, die bis zu mehreren Prozenten betragen. Es macht sich hier eben dasselbe in stärkerem Maße geltend, wie bei einem Bunsenbrenner:

daß wir mit der Flammenschicht nicht wie mit etwas Wohldefiniertem rechnen können, sondern daß wir es mit einem Gebilde zu tun haben, dessen physikalische Eigenschaften innerhalb gewisser Grenzen schwanken. Dasselbe gilt von den Temperaturangaben, die auf diese Messung gegründet werden.

Es ergeben nämlich die acht Absorptions- und Emissionsbestimmungen an der  $\text{H}_2\text{O}$ -Bande  $2,8\mu$  bzw. an der  $\text{CO}_2$ -Bande  $4,35\mu$ :

1751°, 1901°, 1887°, 1802°, 1920°, 1977°, 1897°, 1891°C,

im Durchschnitt also

1878°C.,

ein Wert, der jedenfalls nicht gegen die Annahme einer Temperaturstrahlung spricht; denn er zeigt genügende Übereinstimmung mit den Werten, die andere Methoden liefern. Daß er so viel höher ist, als der des Mékerbrenners (1670°C. nach Schmidt) mag zunächst daran liegen, daß sich die Messungen am Mékerbrenner auf eine Stelle der Flamme beziehen, die 2 cm über dem Brennerrande liegt, meine aber auf eine 4–5 cm höhere Stelle, wo die Flamme sicherlich heißer ist. Ferner dürfte der Flamme des Mékerbrenners durch den Nickelrost, über dem sie brennt, Wärme entzogen werden. Schließlich wird es überhaupt in der Natur der Sache liegen, daß eine Schicht von vielen Flammen infolge der schlechteren Wärmeableitung eine höhere Durchschnittstemperatur zeigt als eine Flamme.

#### § 5. Struktur der $\text{CO}_2$ -Bande $4,4\mu$ .

Abgesehen davon entnehmen wir aber aus der Tab. 4 die wichtige Tatsache, daß die vier Serien, die bei  $4,35\mu$  schwarze Kohlensäurestrahlung emittieren, Kohlensäurestrahlung also auch sicher zu 100 Proz. absorbieren, für das Licht der Nernstlampe nur ein Absorptionsvermögen von etwa 79 Proz. besitzen.

Das scheint mir ein einwandfreier Beweis für die Diskontinuität dieser Kohlensäurebande zu sein. Aus dieser Voraussetzung ergeben sich in der Tat ungezwungen die Erscheinungen, die wir beobachten: Kohlensäurestrahlung wird von der Brennerbatterie zu 100 Proz. absorbiert, weil sie sich nur aus den Wellenlängen der Linien zusammensetzt und die

Brennerbatterie für diese Wellenlänge schwarz absorbiert und emittiert. Bei diesen Wellenlängen wird auch das kontinuierliche Licht der Nernstlampe vollständig absorbiert, bei den dazwischenliegenden Wellenlängen geht es aber so gut wie ungeschwächt durch die Brenner hindurch. Deshalb ergibt sich, weil der verhältnismäßig breite Bolometerstreifen Linien und Zwischenräume bedeckt, ein Absorptionsvermögen von nur 79 Proz. für weißes Licht.

Es erscheint übrigens nicht aussichtslos, mit Hilfe eines ganz schmalen Vakuumbolometers, großer Hohlspiegel und mehrerer Prismen, die die Spiegelöffnung ganz ausfüllen, die einzelnen Linien direkt nachzuweisen; die Bunsenbatterie dürfte eine genügende Energie ausstrahlen.

Die diskontinuierliche Struktur der Banden hat zur Folge, daß wir die schwarze Kohlensäurestrahlung nicht ohne weiteres mit der eines absolut schwarzen Körpers vergleichen können. Wir müssen dabei notwendigerweise zu niedrige Temperaturwerte für die Bunsenflamme finden.

Einer Temperaturbestimmung aus Emission und Absorption scheinen aber trotz der Diskontinuität keine prinzipiellen Bedenken gegenüberzustehen. Wir integrieren bei beiden über Linien und Zwischenräume, und es erscheint uns einfach so, als ob wir statt des diskontinuierlichen Bunsenbrennerspektrums ein kontinuierliches von geringerer Emission, aber auch geringerer Absorption vor uns hätten.

Schwierigkeiten treten aber infolge der Diskontinuität der Banden auf, wenn man auf die Fehlerquellen eingeht, die der Wasserdampf- und Kohlensäuregehalt der Zimmerluft mit sich bringt. Doch fallen diese Schwierigkeiten in der Hauptsache fort, wie sich aus der eingehenden Diskussion von Schmidt<sup>1)</sup> ergibt, sobald der Energiebetrag  $N_a$ , der von der Nernstlampe allein auf das Bolometer fällt, gleich dem Energiebetrag  $N_b$  ist, von dem das Bolometer getroffen wird, wenn Nernstlampe und Brenner gleichzeitig strahlen. Diese Bedingung war in der Tat bei allen Messungen annähernd erfüllt.

Die Ergebnisse dieses Teiles möchte ich dahin zusammenfassen: Es ist gelungen, schwarze Kohlensäurestrahlung von

1) H. Schmidt, l. c. p. 1018 ff.

4,35  $\mu$  darzustellen. Der Gedanke aber, hieraus unter Umgehung von Absorptionsmessungen die Flammentemperatur zu bestimmen, hat sich als unausführbar erwiesen. Als Grund wurde die Diskontinuität der Kohlensäurebande erkannt, für die so ein neuer Beweis geliefert zu sein scheint.

#### § 6. Wasserdampf- und Kohlensäurebanden in anderen Strahlungsquellen.

Zum Schlusse sei über einige, noch nicht abgeschlossene Versuche berichtet, die darauf hinzielen, die Wasserdampf- und Kohlensäurebanden in anderen Strahlungsquellen zu untersuchen.

So ließ sich die Absorption einer Wasserstoffflamme bei 2,8  $\mu$  verhältnismäßig leicht mit dem breiten Bolometer messen. Der Wasserstoff wurde einer der käuflichen Bomben entnommen und verbrannte unter einem Überdruck von 12 cm Wasser. Genau wie in den vorhergehenden Paragraphen beschrieben, wurde in einer Höhe von 2 cm über dem Brenner die emittierte Energie mit der des schwarzen Körpers verglichen; danach wurde das Absorptionsvermögen der gleichen Flammenstelle bestimmt, das Werte zwischen 1 Proz. und 2 Proz., im Mittel 1,38 Proz. ergab, und so die Flammentemperatur zu 2137° C. gefunden. Allerdings brauchte das Absorptionsvermögen nur um 0,1 Proz. anders zu sein, um zu einer um 80° verschiedenen Temperatur zu führen. Bei den untersuchten Gebläseflammen (Leuchtgas-Luft-, Leuchtgas-Sauerstoff- und Wasserstoff-Sauerstoffgebläse) liegt die Schwierigkeit der Emissions- und vor allem der Absorptionsmessungen in der schwer rekonstruierbaren Gestalt der Flamme. Geringe Änderungen z. B. des Gaszutritts ändern die Flammengröße bedeutend und damit ihre Strahlungseigenschaften. Meine Versuche sind hier infolgedessen noch zu keinem Abschlusse gelangt. Das gleiche gilt für die Untersuchungen über das Emissionsvermögen eines Kohlebogens, der in Kohlensäure brennt.

#### § 7. Benutzung der Kohlensäurestrahlung zur Bestimmung der Funkentemperatur.

In der Absicht, die Kohlensäurestrahlung auch zur Bestimmung der Funkentemperatur zu benutzen, über die wir

noch so gut wie gar nichts wissen, stellte ich zwei Vorversuche an: ich ließ den Funken eines Induktoriums direkt vor einer Rubensschen linearen Thermosäule in Luft übergehen, ohne daß ein merklicher Ausschlag erfolgte. Dagegen trat sofort einer von etwa 200 Skt. ein, als ich einen Kohlensäurestrom langsam durch den Funkenkanal streichen ließ. Es ist also zweifellos, daß die Energie, die diesen Ausschlag bewirkt, von der Kohlensäure ausgestrahlt wird, die sich im Funkenkanale erhitzt.

Ein hell leuchtender Flaschenfunken dagegen bewirkte schon in Luft einen Ausschlag, in einem speziellen Falle 65 Skt. Dieser Ausschlag wurde durch Zuleitung von  $\text{CO}$ , nicht merklich vergrößert.

Um das Absorptionsvermögen des mit Kohlensäure erfüllten Funkenkanals für Kohlensäurestrahlung zu bestimmen, entwarf ich mit einer Flußspatlinse das Bild eines Bunsenbrenners an der Stelle der Funkenstrecke. Dann maß ich, welchen Ausschlag der Bunsenbrenner allein (durch den Kohlensäurestrom hindurch), welchen der Funke allein und welchen Bunsenbrenner + Funke ergab, und fand daraus in der oben angegebenen Weise das Absorptionsvermögen des Funkenkanals zu etwa 33 Proz.

Um die Funkentemperatur zu bestimmen, müßte man diese Messung zunächst mit spektraler Zerlegung wiederholen, und ich halte es nicht für ausgeschlossen, daß man bei geringer Dispersion und großen Prismen in der  $\text{CO}_2$ -Bande 4,4  $\mu$  genügend Energie zur Verfügung haben wird, um einen angenäherten Wert zu finden. Vorläufig fehlte es noch an den geeigneten Apparaten.

Die vorstehende Arbeit wurde im Physikalischen Institut der Universität Breslau angefertigt. Seinem Leiter, meinem hochverehrten Lehrer, Hrn. Professor Dr. Lummer, bin ich für das große Wohlwollen, das er mir stets bewiesen hat, und für die vielen wertvollen Ratschläge bei der Ausführung der Arbeit zu aufrichtigem Danke verpflichtet.

(Eingegangen 4. August 1910.)

1) F.  
1893; Wie  
2) F.  
zusammenf.  
p. 556; 59.

**4. Bestimmung  
der Schallgeschwindigkeit in Kaliumdampf  
und die daraus folgende Einatomigkeit  
seiner Molekeln;  
von Wilhelm Wenz.**

(Auszug aus der Marburger Dissertation.)

Die Veranlassung zu den vorliegenden Untersuchungen wurde gegeben durch die Arbeiten von Hrn. Prof. F. Richarz über die Theorie des Gesetzes von Dulong und Petit.<sup>1)</sup> Schon früher war er im Laufe seiner Untersuchungen zu der Ansicht geführt worden, daß gewisse Metalldämpfe höchstwahrscheinlich einatomig sind, und hat dann später in einem Vortrage in der Gesellschaft zur Beförderung der gesamten Naturwissenschaften zu Marburg (13. Nov. 1907) diesen Gedanken weiter ausgeführt und begründet.<sup>2)</sup>

Hr. Prof. Richarz geht davon aus, daß von den festen Elementen mit Atomgewichten kleiner als 40 nur Lithium, Natrium und Kalium das Gesetz von Dulong und Petit befolgen. Ferner hat er l. c. gezeigt, daß das Zusammentreffen von kleinem Atomgewicht und kleinem Atomvolumen die Abweichungen von diesem Gesetz begünstigen muß, wie sich dies auch in der Tat bei Beryllium, Bor und Kohlenstoff bestätigt. Die Kleinheit des Atomvolumens begünstigt andererseits auch das Zusammenballen der Atome zu Atomkomplexen, wodurch vermutlich auch das Vorkommen allotroper Modifikationen zu erklären ist.

Ein gutes Beispiel bieten in dieser Hinsicht die Kohlenstoffmodifikationen, die ja bekanntlich recht große Abweichungen von dem Gesetz von Dulong und Petit zeigen; besonders die Modifikation als Diamant. Bei diesem scheint der Zu-

1) F. Richarz, Sitzungsber. d. Physik. Ges. Berlin 24. Februar 1900; Wied. Ann. 48. p. 708. 1893.

2) F. Richarz, Marb. Sitzungsber. 1907. p. 93. Vgl. ferner die zusammenfassende Darstellung in der Zeitschr. f. anorgan. Chem. 58. p. 356; 59. p. 146. 1908.



sammenhang der Atome ein recht fester zu sein, worauf seine große Härte hindeutet. Daß überhaupt bei Kohlenstoff Atomkomplexe auftreten, dafür spricht die Tatsache, daß ein Gemisch von Kaliumchlorat und Salpetersäure die Kohlenstoffmodifikationen außer Diamant zu Graphitsäure, Mellithsäure und anderen noch nicht aufgeklärten Produkten oxydiert<sup>1)</sup>, deren Konstitution kaum anders als durch das Vorkommen komplexer Molekeln in Graphit und Holzkohle erklärbar ist, während die Unangreifbarkeit des Diamant auf noch fester zusammengeballte Atomkomplexe schließen läßt. Großes Atomvolumen dagegen ist günstig für die Erfüllung des Gesetzes von Dulong und Petit. Nun ist bekannt, daß gerade Lithium, Natrium und Kalium diejenigen Elemente sind, die in der Kurve der Atomvolumina der Elemente bis zum Atomgewicht  $A = 40$  die Stellen der drei Maxima einnehmen. Hr. Prof. Richarz wurde hierdurch zu der Annahme geführt, daß diese Elemente keine Atomkomplexe im festen Zustande und noch viel weniger im dampfförmigen bilden.

Weiter weist er darauf hin, daß die Lösungen der Metalle in Hg, nach der Methode der Gefrierpunktserniedrigung untersucht, Einatomigkeit der Molekeln ergeben. Und endlich folgt aus Dampfdichtebestimmungen von Quecksilber, Cadmium, Zink in Verbindung mit dem Wert  $\alpha = c_p/c_v = 1,667$  für das Verhältnis der beiden spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen bei Quecksilberdampf nach den Versuchen von Kundt und Warburg die Einatomigkeit ihrer Dampfmolekeln.

Diese Tatsachen veranlaßten Hrn. Prof. Richarz zu der Annahme, daß die Dämpfe der Metalle alle, oder meist, einatomige Molekeln besitzen. Diese Vermutung zunächst für Kalium zu prüfen und die entsprechenden Messungen anzustellen, wurde mir übertragen.

Um den Nachweis der Einatomigkeit von Gasen und Dämpfen zu erbringen, gibt es mehrere Methoden. Kennt man das Atomgewicht und hat man ferner die Dampfdichte bestimmt, so ergibt die Übereinstimmung beider Werte (die Dampfdichte auf die der Luft = 28,96 bezogen) die Ein-

1) Vgl. E. Ladenburg, Handwörterb. d. Chemie 6. p. 217.

# Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Kaliumdampf. 953

atomigkeit des betreffenden Gases oder Dampfes, vorausgesetzt, daß das Atomgewicht richtig bekannt ist und nicht in Wirklichkeit gleich  $\frac{1}{2}$  oder  $\frac{1}{3}$  usw. der angegebenen Zahl ist. In dieser Weise wurden folgende Metalle untersucht<sup>1)</sup>:

Element	Temperatur	Dampfdichte	Chem. Atomgewicht	Molekularformel	Autoren
Quecksilber	882°	194,0	200,0	Hg <sub>1</sub>	Bineau, 1859.
	440–1567°	197,9	"	"	V. u. C. Meyer, 1879.
	—	203,0	"	"	A. Scott, 1886/87.
	1731°	202,8	"	"	H. Biltz u. V. Meyer, 1889.
	bis 2070°	200	"	"	H. v. Warthenberg, 1908.
Cadmium	917°	108	112,4	Cd <sub>1</sub>	Ste. Claire-Deville und Troost, 1859.
	1700°	120,2	"	"	H. Biltz, 1896.
Kalium	—	44,34	39,15	K <sub>1</sub>	Dewar u. Scott, 1879.
	—	37,7	"	"	A. Scott, 1886/87.
Natrium	—	26,6	23,05	Na <sub>1</sub>	Dewar u. Scott, 1879.
	—	25,5	"	"	A. Scott, 1886/87.
	—	68,6	65,4	Zn <sub>1</sub>	J. Mensching u. V. Meyer, 1886.
Zink	1700°	74,4	"	"	H. Biltz, 1896.
	1200–2070°	68	"	"	H. v. Warthenberg, 1908.
Silber	2100°	108	107,9	Ag <sub>1</sub>	H. v. Warthenberg, 1908.
Blei	1600–1870°	220	206,9	Pb <sub>1</sub>	H. v. Warthenberg, 1908.
Thallium	1320–1690°	220	204,1	Tl <sub>1</sub>	H. v. Warthenberg, 1908.

## 1) Literaturnachweis, chronologisch geordnet.

1. H. Sainte Claire-Deville u. Troost, (Te) (S) Se Cd. Compt. rend. 49. p. 239. 1859.
2. Bineau, Hg. Compt. rend. 49. p. 799. 1859.
3. H. Sainte-Claire Deville u. Troost, (Te). Compt. rend. 54. p. 682. 1863.
4. J. Dewar u. A. Scott, Ka, Na. Proc. Roy. Soc. London 29. p. 490. 1879.
5. V. u. C. Meyer, Hg. Chem. Ber. 12. p. 1426. 1879.
6. J. Mensching u. V. Meyer, Zn. Chem. Ber. 19. p. 3295. 1886.
7. A. Scott, Ka, Na. Proc. Roy. Soc. Edinburg 14. p. 410. 1886/87.
8. H. Biltz u. V. Meyer, Bi, Sb, As, Tl. Zeitschr. f. phys. Chemie 4. p. 249. 1889; Chem. Ber. 22. p. 725. 1889.

Sie erwiesen sich also alle als einatomig. Doch sind hierzu noch einige Bemerkungen zu machen.<sup>1)</sup> Schwierigkeiten bot besonders Thallium wegen seiner Reaktion auf die Gefäßwände der Apparate. Biltz und Meyer erhielten dadurch falsche Werte, die auf Zweiatomigkeit schließen ließen, und erst H. v. Warttenberg ist es gelungen, zuverlässige Bestimmungen zu erhalten. Aus demselben Grunde boten auch Kalium und Natrium große Schwierigkeiten. Die früheren Untersuchungen zeigten im einzelnen bedeutende Abweichungen. Später nahm H. Biltz<sup>2)</sup> die Untersuchungen wieder auf. Er benutzte die V. Meyersche Methode. Biltz weist zunächst auf die Schwierigkeiten hin, die sich derartigen Versuchen entgegenstellen, besonders wegen der heftigen Reaktion dieser Metalle auf die Gefäßwände. Er zweifelt daher die Versuche von Dewar und Scott an, die in Eisen- bzw. Platingefäßen angestellt wurden, da V. Meyer schon 1880 festgestellt hat<sup>3)</sup>, daß es unmöglich ist, Kalium und Natrium in Platin-, Silber- oder Porzellangefäßen so zu verdampfen, daß eine Einwirkung auf die Gefäßwand ausgeschlossen ist. Nach einer großen Reihe von Versuchen gelangt H. Biltz dazu, Porzellangefäße zu benutzen, die durch Einleiten von Leuchtgas mit Benzoldämpfen in den glühenden Kolben innen mit einer Kohleschicht überzogen wurden. Da Porzellanröhren zu leicht sprangen und Platinrohre unter Bildung von Kohlenstoffplatin brüchig wurden, verwandte er als Ansatz ein Eisenrohr, doch erfolgte die Kohlenstoffaufnahme in das Rohr so schnell, daß es in einer halben Stunde zusammengeschmolzen war. Ein weiterer Übelstand war ferner, daß die Kohle in das Porzellan eindrang und zum Teil bis auf die Außenseite gelangte. Trotzdem gelang es schließlich, Apparate herzustellen, die einige Versuche aushielten. Doch hatten auch jetzt die Versuche

9. H. Biltz, Tl, Cd, Zn, Se, Te. Zeitschr. f. phys. Chemie. 19. p. 385. 1896.

10. H. v. Warttenberg, Ag, Hg, Pb, Tl, Zn, Bi, Se, Te. Zeitschr. f. anorg. Chem. 56. p. 320. 1908.

1) Eine eingehende kritische Berücksichtigung der älteren und neueren Literatur findet man in meiner Inaug.-Diss. Marburg 1909.

2) H. Biltz, Zeitschr. f. phys. Chem. 19. p. 385. 1896.

3) V. Meyer, Chem. Ber. 13. p. 391.

Bestim  
keinen K  
Kohlensto  
daß H. B  
„Auf  
wegen d  
nicht auf  
In d  
Versuche  
noch dar  
taren vo  
durch au  
wegfällt.  
Stell  
Dampfdr  
zusamme  
daß ihre  
Etwas ü

Element

teilen

„

„

„  
Tellur

„

Wismut

„

Antimon

„

Arzen

1) C

keinen Erfolg. Möglicherweise reagierten die Metalle auf Kohlenstoff oder auf die in ihm enthaltenen Gasmengen, so daß H. Biltz zu dem Schluß gelangt:

„Auf jeden Fall ist unsere Hoffnung, jemals Dichtebestimmungen der Alkalimetalle ausführen zu können, durch diese Versuche auf ein Minimum reduziert.“

In der Tat sind auch bis jetzt keine weiteren derartigen Versuche bekannt geworden. Später weist Crafts<sup>1)</sup> weiter noch darauf hin, daß auch Quarzglas bei höheren Temperaturen von Alkalien sehr stark angegriffen wird, so daß hierdurch auch die Möglichkeit seiner Benutzung für diese Zwecke verfällt.

Stellen wir dieselben Daten für die Bestimmungen der Dampfdichte der Elemente mit halbmimetallischem Charakter zusammen (vgl. nachstehende Tabelle), so sehen wir deutlich, daß ihre Dampfdichte mit steigender Temperatur abnimmt. Etwas über ihrem Siedepunkt sind sie meist drei- oder mehr-

Element	Temp.	Dampf- dichte	Chem. Atomgewicht	Molekular- formel	Autoren
Selen	770–919°	218–167	79,2	Se <sub>3</sub> –Se <sub>2</sub>	Ste. Claire - Deville und Troost, 1859.
„	1420°	164,4	„	Se <sub>2</sub>	Ste. Claire - Deville und Troost, 1863.
„	1700°	159,4	„	Se <sub>2</sub>	H. Biltz, 1896.
„	1850–2100°	202–117	„	Se <sub>3</sub> –Se <sub>1</sub>	H. v. Warttemberg, 1908.
Tellur	1300–1440°	261,8	127,6	Te <sub>2</sub>	Ste. Claire - Deville und Troost, 1863.
„	1700°	264,3	„	Te <sub>2</sub>	H. Biltz, 1896.
„	2070–2100°	176–161	„	Te <sub>3</sub> –Te <sub>1</sub>	H. v. Warttemberg, 1908.
Wismut	1600–1700°	346,9–293,1	208,5	Bi <sub>3</sub> –Bi <sub>1</sub>	H. Biltz u. V. Meyer, 1889.
„	2070°	224	„	Bi <sub>1</sub>	H. v. Warttemberg, 1908.
Antimon	1640°	297,6	120,2	Sb <sub>3</sub> –Sb <sub>2</sub>	H. Biltz u. V. Meyer, 1889.
„	2070°	128	„	Sb <sub>1</sub>	H. v. Warttemberg, 1908.
Arzen	1725°	156,6	75,0	As <sub>2</sub>	H. Biltz u. V. Meyer, 1889.

1) Crafts, Chem. Ber. 36. p. 1690. 1903.

atomig, um sich dann bei höheren Temperaturen der Einatomigkeit zu nähern. Wir können die angegebenen Daten benutzen, um wenigstens angenähert durch Extrapolation die Temperatur zu ermitteln, bei der sie in den einatomigen Zustand übergehen. Wir tragen dabei die Temperatur als Ordinate, die Atomzahl in der Molekel als Abszisse ab:

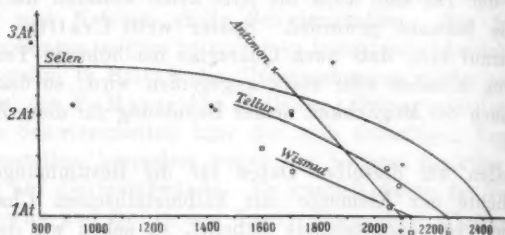


Fig. 1.

Die Darstellung zeigt, daß bei 2000–2500° die vier Elemente so weit dissoziiert sind, daß ihre Molekeln wohl fast sämtlich einatomig sind.

Weiter sind dann Untersuchungen der Atomzahl der Metallmolekeln in festem und flüssigem Zustand ausgeführt worden nach der Methode der Tension des Dampfes von Lösungen (Ramsay<sup>1)</sup>), der Gefrierpunktserniedrigung von Lösungen (Tammann<sup>2)</sup>), Heycock und Neville<sup>3)</sup>), der elektromotorischen Kraft von Elementen (G. Meyer<sup>4)</sup>) und der festen amorphen Lösungen (Hoitsema<sup>5)</sup>). Auch diese Methoden ergeben, daß die Metalle in Lösungen einatomig sind<sup>6)</sup>, doch ist hier eine gewisse Vorsicht am Platze, denn F. Haber<sup>7)</sup> hat gezeigt, daß diese Messungen nur lehren, daß entweder die Metalle in Lösungen einatomig sind oder aber Verbindungen

1) W. Ramsay, Zeitschr. f. phys. Chem. 3. p. 359.

2) G. Tammann, Zeitschr. phys. Chem. 3. p. 441.

3) C. T. Heycock u. F. H. Neville, Chem. soc. J. 65. p. 31.

4) G. Meyer, Zeitschr. f. phys. Chem. 7. p. 474.

5) C. Hoitsema, Zeitschr. f. phys. Chem. 17. p. 1.

6) Abweichungen fand Ramsay für Natrium, Kalium und Barium.

7) F. Haber, Zeitschr. f. phys. Chem. 41. p. 399.

mit dem Lösungsmittel vorliegen, und G. Mc Phail Smith<sup>1)</sup> weist nach, daß das letztere für die Metalle der Alkalien der Fall ist.

Die Messungen scheinen zu zeigen, daß die Metallmolekeln (und eventuell auch die gelösten Metalle) wohl alle einatomig sind, wie dies auch schon von verschiedenen Seiten ausgesprochen worden ist, von physikalischer Seite von F. Richarz<sup>2)</sup>, von chemischer von H. Erdmann<sup>3)</sup>, E. Jordis<sup>4)</sup> u. a.

Ja man kann wohl sagen, daß die Einatomigkeit eine wesentliche Eigenschaft der Metalle ist, wenn wir die Elemente mit halbmetallischem Charakter im allgemeinen ausschließen. (Wismut, Antimon, Arsen usw.) Diese zeigen kein anderes Verhalten als etwa auch Schwefel, dessen Dampf für gewöhnlich zweiatomig ist, jedoch bei höheren Temperaturen in den einatomigen Zustand übergeht.<sup>5)</sup> Wir würden wohl überhaupt besser nur von einem metallischen Zustand reden. Hierfür spricht vor allem der Umstand, daß in den Fällen, in denen bei jenen Elementen allotrope Modifikationen auftreten, wie bei Arsen, die einatomige den Metallen in allen ihren Eigenschaften am nächsten steht<sup>6)</sup>, so daß wir hier von einer *metallischen Modifikation* des Arsens sprechen können im Gegensatz zu den übrigen Modifikationen, bei denen der metallische Charakter mehr zurücktritt.

Die Bestimmung der Molekulargröße von Gasen und Dämpfen kann auch auf rein physikalischem Wege erfolgen. Prinzipiell am einfachsten, jedoch zeitlich nicht am frühesten durch Bestimmung der spezifischen Wärme selbst.<sup>7)</sup> Bekannt-

1) G. Mc Phail Smith, Zeitschr. f. anorg. Chem. 58. p. 381.

2) Vgl. F. Richarz, Sitzungsber. d. Ges. z. Bef. d. ges. Naturw. Marburg 1907 p. 193 und 1902 bereits im Gießen-Marburger Kolloquium.

3) H. Erdmann, Zeitschr. f. anorg. Chem. 32. p. 404. 1902.

4) E. Jordis, Zeitschr. f. angew. Chem. 20. p. 2242. 1907.

5) H. v. Warttemberg, Zeitschr. f. anorg. Chem. 56. p. 320.

6) Vgl. H. Erdmann u. R. Reppert, Ann. d. Chem. 361. p. 1. 1908.

7) Vgl. F. Richarz, Zeitschr. f. anorg. Chem. 58. p. 356. 1908; seine Zugrundelegung von W. Dittenberger, Hallenser Diss. 1897; J. Thomas, Marb. Diss. 1904; A. Eggert, Marb. Diss. 1910.

lich ist aber jene rein physikalische Bestimmung zuerst erfolgt durch Kundt und Warburg<sup>1)</sup> und zwar durch Ermittlung der Schallgeschwindigkeit und damit des Verhältnisses  $\alpha = c_p/c_v$  der beiden spezifischen Wärmen bei konstantem Druck und konstantem Volumen in jenen Gasen bzw. Dämpfen. Die Bestimmung geschieht am einfachsten nach der von Kundt angegebenen Methode, die auch bei höheren Temperaturen noch brauchbar ist. Nach dieser Methode ist die einzige Bestimmung von  $\alpha$  für Metaldampf ausgeführt worden, die Bestimmung von  $\alpha$  bei Quecksilber<sup>1)</sup>, die den Wert  $\alpha = 1,667$  und damit die Einatomigkeit des Hg-Dampfes ergab. Noch einfacher und häufig bequemer ist die von Quincke<sup>2)</sup> angegebene Methode, die später von Stevens<sup>3)</sup> und Kalähne<sup>4)</sup> für hohe Temperaturen etwas modifiziert worden ist.

#### Bestimmung der Schallgeschwindigkeit in Kaliumdampf.

Wir sahen, daß für Metaldämpfe bisher nur eine Bestimmung der Molekulargröße nach einer physikalischen Methode vorlag in der klassischen Arbeit von Kundt und Warburg: „Über das Verhältnis der beiden spezifischen Wärmen  $\alpha = c_p/c_v$  bei Quecksilber“ (1876). Wie eingangs erwähnt, war mir die Aufgabe gestellt worden, derartige Bestimmungen auch für Alkalimetalle durchzuführen. Ich gehe nun im folgenden dazu über, die Versuche zu beschreiben und ihre Ergebnisse darzulegen. Es stellten sich der Ausführung dieser Versuche nicht unbeträchtliche Schwierigkeiten in den Weg und es scheint mir angebracht, wenigstens kurz auch auf die Versuche einzugehen, da die hierbei gemachten Erfahrungen vielleicht bei ähnlichen Untersuchungen von Nutzen sein könnten.

#### 1. Vorversuche.

Von den zwei am leichtesten erhältlichen Alkalimetallen Kalium und Natrium hat Kalium den niedrigsten Siedepunkt (667° nach Perman, Journ. Chem. Soc. 55. 1889 oder 719°

1) A. Kundt u. E. Warburg, Pogg. Ann. 157. p. 353. 1876.

2) G. Quincke, Wied. Ann. 63. p. 66. 1898.

3) E. H. Stevens, Ann. d. Phys. 7. p. 285. 1902.

4) A. Kalähne, Ann. d. Phys. 11. p. 225. 1903.



bis  $731^{\circ}$  nach Carnelli 1879), bietet also die günstigsten Versuchsbedingungen. Da die Alkalimetalle und ganz besonders ihre Dämpfe sich leicht oxydieren, so mußten die Versuche unter Abschluß der Luft und Anwendung indifferenten Gase vorgenommen werden. Man konnte zunächst an die Methode denken, die Kundt und Warburg angewandt hatten, die man nur entsprechend der moderneren Hilfsmittel auf höhere Temperaturen zu übertragen brauchte. Allein wir haben schon gesehen, daß die Dämpfe der Alkalimetalle auf gewöhnliches Glas sowohl als auch auf Quarzglas stark reagieren und es trübe und undurchsichtig machen. Nun hatte die Wahrnehmung und Ausmessung der feinen Staubfiguren schon Kundt und Warburg bei den indifferenten Quecksilberdämpfen und weit niedrigeren Temperaturen als hierbei nötig waren, ganz besondere Schwierigkeiten gemacht. Außerdem bestand für gewöhnliches Glas bei jenen Temperaturen schon die Gefahr des Weichwerdens. Es mußte also von dieser Methode abgesehen werden; und es handelte sich nun darum, die Quinckesche Methode so umzugestalten, daß sie für diese Körper anwendbar war; d. h. man mußte in erster Linie dafür sorgen, daß der Gasinhalt von der Luft abgeschlossen war. Dies geschah nun in folgender Weise.

Als Versuchsrohr diente eine ca. 3 cm weite Röhre, in der ein Stempel verschiebbar war. Die Röhre war auf der einen Seite durch eine Packung, die nur die Führungsstange des Stempels hindurchließ, auf der anderen Seite durch eine an den Rändern angepreßte dünne Glimmermembran verschlossen.

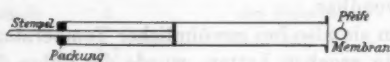


Fig. 2.

Vor die Membran wurde eine regulierbare Stimmpfeife gebracht, die durch eine Wasserstrahldruckpumpe angeblasen wurde und einen kräftigen Ton gab. Es war nun anzunehmen, daß die Membran leise mitschwang und besonders dann in heftigere Schwingungen geriet, wenn der durch den Stempel abgegrenzte Gasraum in Resonanz mit dem erregten

Ton stand; und zwar unterscheiden sich dann zwei benachbarte Stellen der Resonanz um eine halbe Wellenlänge. Zur Beobachtung des Schwingungszustandes der Membran kam zunächst eine optische Methode in Betracht, die aber nach einiger Zeit aufgegeben wurde, da ich inzwischen eine weit einfachere gefunden hatte. Stellt man zuvor die Pfeife auf den Eigenton der Membran ein, so tönt die Membran nur dann mit, wenn gerade der Stempel im Innern der Röhre einen Raum abgrenzt, der in Resonanz mit dem Ton der Pfeife steht, während sie an anderen Stellen nicht mitschwingt. Das Mittönen der Membran ist oft sehr laut und deutlich und auch durch die Klangfarbe von dem Ton der Pfeife stets zu unterscheiden. Um die Stimmpfeife auf den Eigenton der Glimmermembran zu bringen, wurde der Stempel der Stimmpfeife langsam verschoben und bei jeder Stellung der Stimmpfeife der Stempel der Versuchsröhre über seinen ganzen Spielraum hin- und herbewegt, bis auf diese Weise für die Stimmpfeife die Einstellung auf den Eigenton der Membran gewonnen war. Alsdann wurden durch langsames Verschieben des Stempels in der Versuchsröhre eine Reihe von aufeinander folgenden Resonanzstellungen für den Röhreninhalt ermittelt. An der Führungstange des Stempels befand sich ein Zeiger, der sich über einem festen Maßstab bewegte, an dem in dieser Weise die Entfernung der Resonanzstellen abgelesen werden konnte. Alle diese Vorversuche fanden für Luft bei Zimmertemperatur statt. Um die Anwendbarkeit der Methode zu untersuchen, wurden dann ebenfalls bei Zimmertemperatur Versuche mit Kohlen säure angestellt. Auch für Wasserstoff war die Methode ohne weiteres anwendbar.

Nachdem sie also bei gewöhnlicher Temperatur hinreichend gute Resultate ergeben hatten, wurde die Röhre des Apparates mit einem Wasserdampfmantel umgeben. Auch so ließen sich die Versuche noch recht gut ausführen und lieferten noch recht befriedigende Werte.

Alle diese Versuche sind ohne besondere Sorgfalt ausgeführt worden; da es mir nicht darauf ankam, genaue Werte zu erhalten, sondern nur festzustellen, ob die Methode bei dieser Temperatur noch anwendbar war, z. B. ob die Membran noch schwang.

Ich  
Temper  
Porzella  
manuf  
nach ein  
zunächs  
da ich i  
zum Sc  
Das etw  
wurde  
die ele  
darüber  
so abge  
reicht  
der Akk  
Vorscha  
Röhre  
sich die  
anderen  
den hier  
sich die  
recht g  
mehrma  
der We  
Anheiz  
erwähn

Ich ging nun dazu über, die für die Versuche geforderten Temperaturen in geeigneter Weise herzustellen. Es sollten Porzellanröhren verwandt werden, die bei der Kgl. Porzellanmanufaktur in Berlin bestellt wurden. Da sie jedoch erst nach einigen Monaten geliefert wurden, so entschloß ich mich, zunächst Metallröhren und zwar Eisenröhren zu verwenden, da ich in Erfahrung gebracht hatte, daß für technische Zwecke zum Schmelzen des Natriums Eisengefäße verwandt werden. Das etwa 80 cm lange Stahlrohr von 2,5 cm innerer Weite wurde mit einer Lage Asbestpappe umgeben, auf diese dann die elektrische Heizspirale aus Nickeldraht gewickelt und darüber dann wieder mehrere Lagen Asbest. Die Spirale war so abgepaßt, daß sie, sobald der Ofen die Endtemperatur erreicht hatte, gerade den mir zur Verfügung stehenden Strom der Akkumulatorenbatterie des Instituts von ca. 20 Amp. ohne Vorschaltwiderstand durchließ. An den beiden Enden der Röhre waren gußeiserne Köpfe angeschraubt, in deren einem sich die Packung für den Stempel befand, während auf dem anderen die Membran festgespannt werden konnte. Auch bei den hierbei erreichten Temperaturen von etwa  $700^{\circ}$  erwies sich die Methode als brauchbar; die Membran tönte noch recht gut, und es konnte sogar ein und dieselbe Membran mehrmals benutzt werden. Man konnte jetzt durch Messung der Wellenlänge desselben Tones in Luft vor und nach dem Anheizen die Temperatur der Röhre ermitteln.<sup>1)</sup> Sie war, wie erwähnt, meist etwas über  $700^{\circ}$ , wie folgendes Beispiel zeigt:

Luft von  $19^{\circ} = 292^{\circ}$  abs.

Nach dem Anheizen

Einstellung des Stempels	$\frac{\lambda}{2}$	Einstellung des Stempels	$\frac{\lambda'}{2}$
10,9	8,7	10,2	16,4
19,6	8,9	26,6	16,6
28,5	8,9	43,2	16,7
37,4	9,2	59,9	16,8
46,6	9,0	76,2	
55,6	8,8		
64,4	8,9		
73,3	8,5		
81,8			

Mittel  $\frac{\lambda'}{2} = 16,5$ Mittel  $\frac{\lambda}{2} = 8,86$ 

1) G. Quincke, Wied. Ann. 63. p. 66. 1897.

Aus diesen Messungen folgt nach der Formel

$$\Theta' = \frac{\lambda'^2}{\lambda^2} \Theta,$$

$$\Theta' = 1013^\circ \text{ abs.},$$

oder

$$t = 740^\circ \text{ C.}$$

Nachdem diese Versuche gezeigt hatten, daß die Methode auch noch bei den für die vorliegenden Untersuchungen nötigen Temperaturen anwendbar war, wurde der Apparat mit einer Vorrichtung zum Einführen des zu verdampfenden Metalles versehen. Diese bestand aus einem durchbohrten Eisenstück *A* (Fig. 3), das oben durch eine Verschraubung verschlossen werden

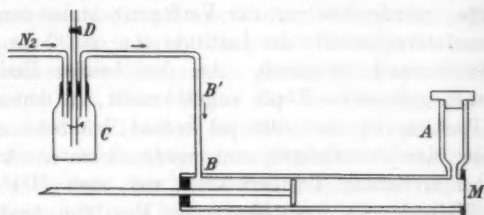


Fig. 3.

konnte, unten dagegen in die Versuchsröhre einmündete. Am anderen Ende war eine Öffnung *B*. Nachdem der Ofen angeheizt war und die Versuche in Luft ausgeführt waren, ließ ich aus einem Gasometer reines Stickstoffgas, das aus Kaliumnitrit und Ammoniumchlorid gewonnen wurde, durch *B* einströmen, während *A* geöffnet wurde. Zwischen Gasometer und Versuchsröhre befand sich eine Flasche *C* mit drei Durchbohrungen. Zur einen strömte der Stickstoff ein, zur anderen nach der Röhre hin aus und die dritte stand durch einen Hahn *D* mit der freien Luft in Verbindung. Zunächst war *D* geschlossen. Hatte das Gas alle Luft aus dem Rohre verdrängt, so öffnete ich *D*, füllte reines metallisches Kalium in *A* ein und verschloß dieses Gefäß wieder. Das Kalium schmolz, gelangte so in die Versuchsröhre und verdampfte hier. Die Kaliumdämpfe füllten ziemlich rasch die Röhre, indem sie den Stickstoff durch *B* verdrängten. Dieser konnte durch den

Hahn *D* entweichen. Es wurde so auch vor allem vermieden, daß ein Überdruck entstand, der die Membran sehr schädlich beeinflusste. Allein jetzt traten ernste Störungen ein, es zeigte sich, daß die Glimmermembran oft sehr rasch von den Kaliumdämpfen angegriffen wurde und die Fähigkeit des Mitschwingens einbüßte. Andererseits oxydierte das Eisenrohr außen sehr rasch<sup>1)</sup>, das Oxyd drang durch die Asbesthülle und erzeugte mehrere Male Kurzschluß, wodurch die Röhre zerstört wurde. Endlich erhielt ich die bestellten Porzellanröhren von ca. 80 cm Länge und 3 cm Weite. Sie wurden nun zunächst in der Weise verwandt, daß ich sie direkt als Versuchsröhren benutzte und zugleich als Ofen, indem die äußere Oberfläche mit einer Nickelspirale umwunden wurde. Aber hier trat wieder eine neue Schwierigkeit ein. Die Kaliumdämpfe griffen die Glasur an, und es bildete sich eine klebrige zähe Masse, an der der Stempel haftete. Andererseits bekamen die Röhren leicht kleine Sprünge, die zuletzt zu einem Zerspringen der Röhre führten. Da sich die Glimmermembrane nicht bewährten, so wurde versucht, sie durch solche aus Eisen bzw. Platin zu ersetzen; aber auch dies mißlang vollständig, da sie sehr wohl bei niedrigen Temperaturen, nicht aber bei hohen mitschwingen. Besser bewährten sich Membrane aus Platiniridium (20 Proz.). Diese erwiesen sich in Luft auch noch bei etwa 800° brauchbar. Allein auch sie waren für die eigentlichen Versuche mit Kaliumdampf unbrauchbar, denn ich konnte sie bei der geringen Dicke, die sie haben mußten, nicht porenfrei erhalten. Durch diese feinen Poren drangen die Kaliumdämpfe und oxydierten sich außen an der Luft; dadurch wurde die Membran schon so verändert, daß sie vollkommen versagte. Nach langen Versuchen und Bemühungen, ein geeignetes Material für die Membrane ausfindig zu machen, gelangte ich schließlich zu folgender sehr einfachen Lösung. Ich kehrte wieder zu der Glimmermembran zurück und suchte sie vor der Einwirkung der Kaliumdämpfe dadurch zu schützen, daß ich sie auf chemischem Wege mit einer dünnen Silberschicht überzog. Die Membrane hielten so einen, ja selbst mehrere Versuche aus, selbst dann noch, wenn die Silberschicht zum

1) Vermutlich wegen der in der Asbesthülle enthaltenen Feuchtigkeit.

Teil aufgelöst war. Es scheint, daß die sehr glatten Spaltungsflächen nicht sehr stark angegriffen werden, dagegen bedürfen die feinen, kaum sichtbaren Risse und Rauigkeiten, die leicht beim Spalten entstehen, wohl des Schutzes, und diesen scheint das aufgelagerte Silber in ausreichendem Maße zu gewähren. Jetzt wurde auch eine neue Konstruktion der Versuchsröhre eingeführt, die die früheren Mißstände vermied durch Kombination eines Eisen- und Porzellanrohres. Im folgenden Abschnitt soll die Konstruktion dieser Röhre angegeben und die Ergebnisse der Versuche dargelegt werden.

## 2. Versuchsanordnung und Ergebnisse der Messungen.

Die letzte, sechste Konstruktion des Ofens wich in manchen Einzelheiten von den früheren Konstruktionen ab, weswegen ich hier noch eine detaillierte Beschreibung folgen lasse. Eine wesentliche Verbesserung wurde, wie erwähnt, dadurch erreicht, daß das Stahlrohr von einem Porzellanrohr umgeben wurde.

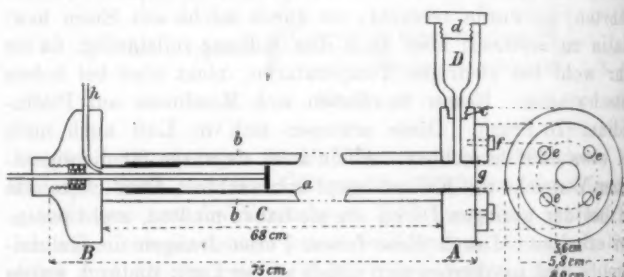


Fig. 4.

Dadurch wurde erstens vermieden, daß die Kaliumdämpfe das Porzellanrohr angriffen, und zweitens konnte ein eventuelles Springen des Porzellanrohres keine wesentlichen Störungen mehr verursachen. Die heizbare Versuchsröhre mit Ansatzstücken war 75 cm lang. Als eigentliche Versuchsröhre diente ein Stahlrohr *a* von etwa 70 cm Länge, bei 2,60 cm innerer und 2,80 cm äußerer Weite. Dieses war in dem gußeisernen Kopf *A* befestigt. Es reichte jedoch nicht ganz bis zu dem Kopf *B*, sondern stand noch etwa 1 cm davon ab. In dem

Kopf *B* war ein zweites kurzes Stück eines nur wenig dünneren Rohres befestigt auf dem das erste sich mit starker Reibung bewegen konnte, so daß die Verbindung noch ziemlich dicht war. Diese Stahlröhren wurden umhüllt von der Porzellanröhre *b*, die 68 cm lang war und einen inneren Durchmesser von 2,85 cm hatte, so daß sie sich eng an das Eisenrohr anschloß. Die Wandstärke betrug 0,5 cm. Auf diese Röhre war die Nickeldrahtspirale gewickelt. Der 0,1 cm dicke Draht war in engen, aber sich nicht berührenden Windungen um die Röhre gelegt, die an den Enden noch ein wenig enger waren als in der Mitte, wodurch der stärkere Wärmeverlust der Enden wieder ausgeglichen wurde. Der Zwischenraum zwischen den einzelnen Windungen wurde durch ein rasch erhärtendes Gemisch von Asbestpulver und Wasserglas ausgefüllt. Die Windungen wurden schließlich zum Schutze gegen Verlust an Wärme mit Asbestgewebe in vielen Lagen umgeben und so der Zwischenraum zwischen der Dicke der Porzellanröhre und dem äußeren Durchmesser der Köpfe *A* und *B* ausgefüllt. Dieses Asbestgewebe (von Wertheim & Cie., Frankfurt a. M.) hat vor Asbestpappe den Vorzug, daß es, bei großer Festigkeit, sich doch eng an die umhüllte Röhre anschmiegt, wegen seiner relativ großen Reinheit (97 Proz.) bei hohen Temperaturen nicht so leicht brüchig wird, und endlich wegen der in den Zwischenräumen enthaltenen Luft eine noch geringere Wärmedurchlässigkeit besitzt. Die Köpfe waren außen durch zwei gegenüberliegende parallel dem Rohre verlaufenden Eisenschienen so verschraubt, daß sie ihre gegenseitige Lage nicht ändern konnten, und vor allem sich nicht in der Längsrichtung voneinander entfernen konnten, selbst wenn sich die Eisenröhre bei der Erwärmung von Zimmertemperatur auf über 800° ausdehnte. Diese schob sich dann langsam über die kleinere Röhre bei *B*. Beide Köpfe *A* und *B* waren mit Durchbohrungen versehen, die in die Versuchsröhre führten. Die Durchbohrung in *A* stand mit dem Eisengefäß *D* in Verbindung durch die Verschraubung *c*. Dieses war zur Aufnahme des Kaliums bestimmt und hatte am oberen Ende ein abnehmbares Verschlußstück *d*. Auf der ebenen Vorderfläche des Kopfes *A* war durch vier Schrauben *e* eine runde Eisenplatte *f* befestigt, durch die die Glimmermembran *g* fest auf



die ebene Fläche des Kopfes aufgepreßt werden konnte. Diese etwa 0,5 cm dicke Platte *f* besaß natürlich eine Durchbohrung, die der inneren Weite des Versuchsrohres entsprach. Die Durchbohrung des Kopfes *B* setzte sich in das Gaszuleitungsrohr *h* fort. Ferner war in *B* noch die Dichtung für die 0,9 cm dicke Führungsstange des Stempels angebracht. Die Dichtungseinlage bestand aus Asbestfäden. Zur Führungsstange des Stempels wurde ebenfalls ein 140 cm langes Stahlrohr von 0,1 cm Wandstärke benutzt, an dessen Ende in der Röhre eine Eisenplatte den gewünschten Gasraum abschloß. Zum Anheizen des Ofens stand mir jetzt die Spannung der städtischen Zentrale von 220 Volt zur Verfügung, die ich fast ganz ohne Vorschaltwiderstand benutzte, so daß ich 10 Amp. durch die Heizspirale gehen ließ. Da der Widerstand des Nickels bei den erreichten Temperaturen auf das mehrfache seines ursprünglichen Wertes anwächst, so mußte man zunächst einen beträchtlichen äußeren Widerstand einschalten, der dann bei der Temperaturerhöhung des Ofens langsam ausgeschaltet wurde. Nach etwa  $1\frac{1}{2}$  Stunden war eine konstante Temperatur erreicht. Sie betrug etwa  $850^{\circ}$ . Der Widerstand der Spirale nahm nicht mehr ab, und das Ampèremeter zeigte konstante Stromstärke an. Nun wurde die Glimmermembran eingesetzt und, falls sie sich als brauchbar erwies, mehrere Bestimmungen der Wellenlänge eines bestimmten Tones der Pfeife (des Eigentons der Membran, vgl. p. 960) in der heißen Luft im Innern der Versuchsrohre ausgeführt, indem durch Verschieben des Stempels in der Versuchsrohre an einer außen angebrachten Teilung eine Reihe von Resonanzstellungen für den Röhreninhalt abgelesen wurden. Alsdann wurde die Luft durch reinen Stickstoff verdrängt, der aus einem Gasometer durch eine Trockenröhre in die p. 962 beschriebene Flasche *C* und von hier in die Röhre strömte, während die Luft die Röhre durch das Gefäß *D* (Fig. 4) verließ. War alle Luft verdrängt, so wurden  $2\frac{1}{2}$ –3 g festes chemisch reines Kalium in das Gefäß *D* gebracht, dieses verschlossen, während der Hahn *D* des Gefäßes *C* (p. 962, Fig. 3) zugleich geöffnet und der Stickstoffstrom auf ein Minimum reduziert wurde. Das Kalium schmolz, gelangte in die Röhre und verdampfte hier, welchen Vorgang man durch die ver-

gelbte Glimmermembran verfolgen konnte, indem dabei der Röhreninhalt eine grünliche Farbe annahm. Da die Membran eine etwas niedrigere Temperatur haben mußte, als die Röhre, so wurde der Apparat etwas geneigt, so daß das eventuell auf der Membran sich niederschlagende flüssige Kalium ablaufen und sofort wieder verdampfen mußte. Es wurde einige Minuten gewartet, bis sich die Temperatur wieder ausgeglichen hatte, und dann bei ungeänderter Stimmpfeifenstellung und gleichem Winddruck (durch ein Manometer ablesbar) die Wellenlänge in Kaliumdampf gemessen, genau so wie zuvor in Luft. Es mißlingen auch bei dieser Anordnung noch die Mehrzahl der Versuche. Im folgenden sind die Zahlen der ersten gelungenen Versuchsreihe angegeben.

## a) Bestimmung der Wellenlänge in Luft.

## I. Versuchsreihe

Einstellung des Stempels	$\frac{\lambda}{2}$
12,2	
32,3	20,1
52,6	20,3

## II. Versuchsreihe

Einstellung des Stempels	$\frac{\lambda}{2}$
12,2	
32,2	20,0
52,4	20,1

Mittel aus I. und II.:  $\frac{\lambda}{2} = 20,1 \text{ cm.}$

## b) Bestimmung der Wellenlänge in Kaliumdampf.

Einstellung des Stempels	$\frac{\lambda}{2}$
9,7	
29,2	19,5
48,5	19,3
68,3	19,8

Mittel  $\frac{\lambda}{2} = 19,5.$

Aus diesen Messungen läßt sich die Schallgeschwindigkeit in Kaliumdampf bestimmen; es wird:

$$V_K = V_{\text{Luft}} \frac{\lambda_K}{\lambda_{\text{Luft}}},$$

$$V_K = 331 \cdot \sqrt{\frac{\Theta}{273}} \cdot \frac{\lambda_K}{\lambda_{\text{Luft}}},$$

$$V_K = 321 \cdot \sqrt{\frac{\Theta}{273}}.$$

Nehmen wir  $\Theta$  nach p. 966 gleich  $273 + 850^\circ$  an, so wird

$$V_K = 321 \cdot \sqrt{\frac{1123}{273}},$$

bei  $850^\circ \text{C.}$  die Schallgeschwindigkeit in Kaliumdampf  $652 \text{ m/sec.}$

Wir haben hier ebenso wie später von einer Korrektur wegen der inneren Reibung und Wärmeleitung abgesehen, weil für solche relative Wellenlängenbestimmungen in Kaliumdampf gegenüber Luft in derselben Röhre diese Korrektur nur einen untergeordneten Einfluß haben kann.

Allein die Schallgeschwindigkeit selbst hat kein besonderes Interesse, uns kommt es vielmehr in erster Linie auf den Wert des Verhältnisses der spezifischen Wärmen für Kaliumdampf an. Es ist:

$$\kappa_K = \kappa_{\text{Luft}} \frac{\lambda_K^2 \cdot d_K}{\lambda_{\text{Luft}}^2 \cdot d_{\text{Luft}}}.$$

Für den Wert  $\kappa$  für Luft bei jenen Temperaturen setzen wir nach Kalähne<sup>1)</sup> 1,39. Die Dampfdichte des Kaliums wollen wir zunächst nach den Versuchen von Dewar und Scott, obgleich sie stark angezweifelt worden sind, zu 39,15 im Vergleiche mit Luft = 28,95 annehmen; dann folgt für das Verhältnis der spezifischen Wärmen aus obigen Daten:

$$\kappa = 1,77.$$

Hiermit ist die Eintomigkeit der Kaliumdampfmolekel erwiesen, wenn es uns gelingt zu zeigen, daß andere Annahmen über das Atomgewicht und die Dampfdichte zu unmöglichen Schlußfolgerungen führen.

1) A. Kalähne, Ann. d. Phys. 11. p. 225. 1903.

Dies geht aus folgender Zusammenstellung hervor:

An- genommenes Atomgewicht	Dampfdichte Molekular- gewicht	$\alpha$	Bemerkungen
39,15	$K_1 = 39,15$	1,77	Nahe Übereinstimmung mit dem von der Theorie geforderten Wert
39,15	$K_2 = 78,3$	3,54	$\alpha$ -Wert unmöglich nach der Theorie
$\frac{39,15}{2} = 19,58$	$K_1 = 19,58$	0,89	$\alpha$ -Wert unmöglich nach der Theorie
19,58	$K_2 = 39,15$	1,77	Die Theorie verlangt für $K_2$ den Wert $\alpha = 1,40$ oder nach Max- well 1,33; daher ist die An- nahme unzulässig

Somit folgt unzweideutig aus der Schallgeschwindigkeit die Einatomigkeit der Kaliumdampfmolekel. Woher die Abweichung um 6 Proz. von dem von der Theorie geforderten Wert 1,67 kommt, kann ich vorläufig nicht mit Bestimmtheit sagen, und es wäre in dieser Hinsicht wünschenswert gewesen, noch eine Reihe derartiger Bestimmungen für Kalium und eventuell auch für Natrium auszuführen, was ja keine prinzipiellen Schwierigkeiten geboten hätte. Dies wäre zweifelsohne auch geschehen, wenn nicht aus äußeren Gründen eine rasche Veröffentlichung der Resultate wünschenswert geworden wäre.

Die Untersuchungen sind daraufhin von Hrn. cand. rer. nat. Max Robitzsch aufgenommen und mit wesentlich derselben Versuchsanordnung fortgesetzt worden. Sie haben speziell für Kalium und Natrium Werte für  $\alpha$  ergeben, die sich eng an den theoretischen Wert für Einatomigkeit 1,666 anschließen. Versuche mit anderen Metallen sind noch im Gange.

Zum Schlusse noch einige Worte über die Anwendbarkeit der hier dargelegten Methode zur Bestimmung von  $\alpha$  bei hohen Temperaturen.

Zunächst wird sie wohl ohne besondere Schwierigkeiten auch auf Lithium anwendbar sein. Von den übrigen Metallen könnten alle diejenigen untersucht werden, deren Siedepunkt nicht allzuhoch liegt, also Quecksilber, Cadmium, Zink usw.

Ob sie auch noch bei Temperaturen über  $1000^{\circ}$  in dieser Form brauchbar ist, müßten weitere Versuche zeigen. Vielleicht würde man hierbei besser von einer direkten Hörbeobachtung der Membran, deren Töne eventuell zu schwach würden, absehen und sie lieber mit einem leichten Fühlhebel verbinden, an dessen Ende man ein kleines Spiegelchen befestigt. Läßt man darauf einen Lichtstrahl fallen, so kann man das Maximum der Schwingungsamplitude im rotierenden Spiegel feststellen.<sup>1)</sup> Die Membran kann dann durch einen beliebigen anderen elastischen und widerstandsfähigen Körper ersetzt werden z. B. Platiniridium, Quarz.

Andererseits ist die Methode auch nicht auf Metaldämpfe beschränkt und kann bei ihrer relativen Einfachheit recht brauchbare Resultate liefern, wenn sie noch etwas verfeinert wird. Dies kann z. B. dadurch geschehen, daß man an der Platte des Stempels die Lötstelle eines Thermoelementes anbringt, dessen Zuleitung man durch die Leitröhre des Stempels führen kann. Alsdann ist es möglich, von Knotenpunkt zu Knotenpunkt gleichzeitig mit der akustischen Messung die Temperatur zu bestimmen und eventuell vorhandene Unregelmäßigkeiten auszugleichen.

Es sei mir gestattet, auch an dieser Stelle Hrn. Prof. Dr. F. Richarz für die Anregung zu dieser Arbeit und das fördernde Interesse zu danken, das er ihr stets entgegenbrachte. Ebenso danke ich Hrn. Prof. Dr. F. A. Schulze für die oft gütigst erteilten Ratschläge.

Marburg, Physik. Institut, im Februar 1910.

1) Vgl. M. Wien, Wied. Ann. 34. p. 836. 1899; 42. p. 593. 1891.

(Eingegangen 19. August 1910.)

**5. Eine statische Methode  
zur Bestimmung von Dampfdrucken fester  
und flüssiger Stoffe<sup>1)</sup>;  
von Alexander Smith und Alan W. C. Menzies.**

Der Apparat ist eine Weiterentwicklung des kürzlich beschriebenen Kugelapparates.<sup>2)</sup>

**Das Isoteniskop, Bad und Rührer.**

Die Substanz kommt in das kugelförmige Gefäß (20 mm Durchmesser). Die Sperrflüssigkeit, die, im Falle es sich um die Untersuchung einer Flüssigkeit handelt, *dieselbe* Substanz ist wie die zur Untersuchung kommende, füllt den unteren Teil des U-Rohres (Fig. 1). Der ganze Apparat, den wir statisches *Isoteniskop* genannt haben, ist 24 cm lang. Er wird mit Thermometer und Rührer zusammen in einem großen, 2 Liter fassenden Becherglas befestigt, das mit einer geeigneten Badflüssigkeit gefüllt ist. Wenn es sich um die Untersuchung einer festen Substanz handelt, so wird das U-Rohr mit Quecksilber, geschmolzenem Paraffin, einer flüssigen Legierung, einem geschmolzenen Salz oder einem Salzgemisch gefüllt. Wenn es sich um einen festen Stoff handelt, so darf die Sperrflüssigkeit nicht flüchtig sein und soll auch, wenn möglich, ganz indifferent gegen die Dämpfe des Stoffes sein. Das Bad ist von einem zylinderförmigen Glasmantel (aus einem gebrochenen Becher-

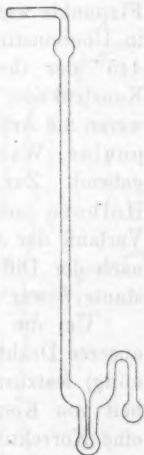


Fig. 1.

1) Vorgetragen am 30. Dezember 1909 vor der Am. Chem. Soc., in deren Journal eine ausführliche Behandlung erscheinen wird.

2) A. Smith u. A. W. C. Menzies, Journ. Am. Chem. Soc., August 1910; erscheint in einem der nächsten Hefte der Zeitschr. f. phys. Chem.

glas hergestellt) umgeben, um die Temperaturkonstanz zu sichern; außerdem sorgt eine recht lebhafte Rührung für gleichmäßige Temperatur innerhalb der Badflüssigkeit.

#### Messung der Temperatur und des Druckes.

Bei diesen Versuchen wurde ein Platin-Widerstandsthermometer nach Haagen benutzt. Das Verhältnis der bekannten Widerstände an der Brücke betrug 10:1. Die Widerstände waren kalibriert und die Beobachtungen wurden dementsprechend korrigiert. Die Widerstandsspulen wurden auf konstanter Temperatur erhalten, jedoch zur Verringerung der Korrekturen wurden sie beim Gebrauche auf Temperaturen gehalten, nahe denjenigen, welche sie bei der Bestimmung der Fixpunkte besaßen. Die Korrektur für die Wärmeentwicklung des Meßstromes wurde nur nötig, wenn das Instrument in Eis tauchte. Der Lichtfleck des Galvanometers zeigte einen Ausschlag von 1 cm für  $0,04^\circ$  bei  $0^\circ$  und für  $0,8^\circ$  bei  $445^\circ$ . Die Fixpunkte waren  $0^\circ$  und  $100^\circ$ , und der Siedepunkt des Schwefels, in Übereinstimmung mit Holborn und Henning<sup>1)</sup> wurde zu  $445^\circ$  der thermodynamischen Skala angenommen. Für die Konstruktion eines geeigneten Siedeapparates für Schwefel waren die Arbeiten von Callander und Griffiths, Eumorphopoulos, Waidner und Burgess und anderer Forscher maßgebend. Zur Reduktion auf 760 mm wurden die Zahlen von Holborn und Henning benützt. Die Fixpunkte wurden im Verlaufe der Arbeit wiederholt bestimmt. Die Resultate wurden nach der Differenzformel von Callendar reduziert. Die Konstante  $\delta$  war gleich 1,6147 (Siedepunkt für Schwefel =  $445^\circ$ ).

Um die Anwendbarkeit der Formel von Callendar auf unseren Drahtwiderstand (unreines Platin macht eine Änderung nötig) festzustellen und zu ermitteln, ob wegen der Abwesenheit von Kompensationsdrähten oder aus sonstigen Ursachen eine Korrektur erforderlich war, wurden die Siedepunkte von Naphthalin und Benzophenon bestimmt. Diese Punkte, sowie die zur Reduktion auf 760 mm nötigen Daten sind von Holborn und Henning ermittelt worden. Holborn und Henning fanden  $218,039^\circ$  bzw.  $306,081^\circ$ . Wir fanden  $218,075^\circ$

1) L. Holborn u. F. Henning, Ann. d. Phys. 26. p. 833. 1908.



306,089°. Zwischen 50° und 100° betragen die Temperaturfehler der vorliegenden Versuche weniger als  $\pm 0,01^\circ$  und zwischen 250° und 435° weniger als  $\pm 0,1^\circ$ .

Die Ablesung des Manometers geschah gegen eine auf einem beweglichen Glasstreifen eingeritzte Linie. Die Parallelachsenfehler wurden durch einen hinter dem Manometer befindlichen Spiegel vermieden. Zur Reduktion der Ablesungen auf Quecksilber von 0° waren dem Manometer entlang fünf Thermometer angebracht. Ferner wurde eine Korrektur für den Ausdehnungskoeffizienten der sorgfältig kalibrierten Skala (ein Stahlband) und für den Lokalwert der Gravitationskonstante angebracht.

#### Die Arbeitsweise.

Fig. 2 zeigt den Apparat in schematischer Anordnung. Das Isoteniskop und das Manometer stehen mit einem großen Eisengefaß in Verbindung, das seinerseits entweder mit der Atmosphäre, mit einem Vakuumreservoir und der Wasserstrahlpumpe, oder mit einem Druckreservoir und einer Druckpumpe in Verbindung gesetzt werden kann.

Die Arbeitsweise wird an einem Beispiel klar werden. Um irgend einen Dampfdruck des Wassers unterhalb einer Atmosphäre zu messen, wurde die Badflüssigkeit zunächst auf die gewünschte Temperatur gebracht. Das Eisengefaß wurde mit der Vakuumflasche und der Pumpe in Verbindung gesetzt und der Druck bis zum Sieden des Wassers in der Kugel reduziert. Dieser Durchgang wurde nun geschlossen. Sobald die Luft und die gelösten Gase ausgetrieben waren, wurde die

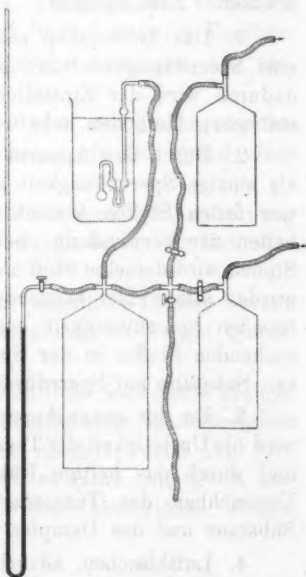


Fig. 2.

Verbindung zur Atmosphäre geöffnet. Gleichzeitig wurde der mit dem betreffenden Hahn verbundene Kautschukschlauch an zwei Stellen mit den Fingern zusammengekniffen, und die Luft wurde in kleinen Mengen zugelassen, bis die Wasserspiegel in dem U-Rohr gleich hoch standen. Die Hähne, die nach außen und zum Manometer führen, wurden alsdann geschlossen, das Manometer wurde abgelesen und die Temperaturablesung kontrolliert. Das ganze Verfahren des Auskochens und Einstellens wurde dann wiederholt, um sicher zu sein, daß sämtliche Gase aus dem Wasser ausgetrieben worden waren. Nachdem man konstante Werte erhalten hatte, wurde die Badtemperatur gesteigert und eine neue Bestimmung vorgenommen.

#### Kritische Betrachtung der Methode.

Wie ersichtlich, ist das Isoteniskop frei von den Fehlerquellen der älteren Methoden zur Bestimmung von Dampfdrücken. Zum Beispiel:

1. Das Isoteniskop setzt an die Stelle des Quecksilbers eine Sperrflüssigkeit von niedrigem spezifischem Gewicht und dadurch wird der Einstellungsfehler vermieden, der manchen statischen Methoden anhaftet.

2. Durch den Apparat wird dem Quecksilber seine Rolle als einzige Sperrflüssigkeit genommen. Bei der Untersuchung von festen Stoffen kommt eine große Auswahl von Flüssigkeiten zur Verwendung: bei der Untersuchung von flüssigen Stoffen wird derselbe Stoff als Sperrflüssigkeit benutzt. Dadurch werden alle Fehler vermieden, die auf der Flüchtigkeit einer fremden Sperrflüssigkeit oder der Löslichkeit des zu untersuchenden Stoffes in der Sperrflüssigkeit oder der Einwirkung von Substanz auf Sperrflüssigkeit beruhen.

3. Da der ganze Apparat in einem Flüssigkeitsbad steht, wird die Unstetigkeit der Temperatur auf ein Minimum reduziert, und durch das heftige Rühren werden alle Fehler, die auf Ungleichheit der Temperaturen des Thermometers und der Substanz und des Dampfes derselben beruhen, vermieden.

4. Luftbläschen, adsorbierte und gelöste Gase werden in einfachster Weise auch vollständig ausgetrieben, und durch die

ebenso leichte Wiederholbarkeit des Austreibungsprozesses wird ein experimenteller Beweis der Vollständigkeit der Austreibung ermöglicht. Dadurch vermeidet das Isoteniskop eine Fehlerquelle, und zwar eine Quelle von Fehlern ganz unbekannter Größe, die die Genauigkeit der Meßresultate der älteren statischen Methoden alles Zutrauens beraubt.

5. Da man eine ausgedehnte Reihe von Beobachtungen anstellen kann, ohne mehr als die Hälfte der Probe zu gebrauchen, vermeidet man mit diesem Apparat einen Fehler mancher dynamischen Methoden, der darauf beruht, daß sich die nicht flüchtigen Verunreinigungen im Rückstand konzentrieren.

6. Der Apparat gestattet auch exakte Messungen mit vielen Verbindungen, die sich unter Gasentwicklung langsam zersetzen, indem das angehäuften Gas unmittelbar vor der Ablesung ausgetrieben werden kann. Die bisherigen statischen Methoden gestatteten in diesem Falle keine exakte Messung.

Abgesehen davon, daß diese Fehlerquellen vermieden werden, besitzt der Apparat einige bemerkenswerte Vorzüge:

1. Man kommt mit kleinen Substanzmengen aus (gewöhnlich weniger als 1 g).

2. Das Füllen des Apparates und die Ausführung der Messung sind unvergleichlich einfacher als bei irgend einer anderen statischen Methode.

3. Man vermeidet die Korrektur wegen der Ausdehnung der Kugel des Quecksilberthermometers, die bei einigen Methoden zu berücksichtigen ist.<sup>1)</sup>

4. Die Methode läßt sich auf sämtliche leidlich stabile Flüssigkeiten anwenden, ganz gleichgültig, ob sie auf Quecksilber einwirken oder nicht.

5. Die Methode ist auch für sämtliche feste Stoffe brauchbar, vorausgesetzt, daß sich eine nichtflüchtige Sperrflüssigkeit findet, die mit dem Dampf nicht reagiert, noch ihn löst. Findet sich keine solche Flüssigkeit, so führt eine gleich einfache dynamische Methode, die später beschrieben werden wird, zum Ziel.

1) A. Smith u. A. W. C. Menzies, l. c.

## Der Dampfdruck des Wassers.

Wasser kann leicht gereinigt werden; Gase lösen sich vergleichsweise schwer auf; ferner haben die Untersuchungen von Tamman<sup>1)</sup> und Wüllner und Grotian<sup>2)</sup> ergeben, daß nur Wasser ein fast normales Verhalten zeigt; außerdem stimmen die früheren Messungen untereinander verhältnismäßig gut überein. Zurzeit ist also das Wasser der einzige, zur Prüfung der Methode durch Vergleich mit den Resultaten anderer Beobachter anwendbare Stoff.

Die Messungen wurden absichtlich in der Nähe von ganzzahligen Temperaturen ausgeführt. Zur Reduktion der Messungen auf die nächst gelegene Gradezahl dienten die Tabellen von Eckholm (Drucke für alle Zehntelgrade). Die Resultate sind in der nachfolgenden Tabelle unter „S. und M., beob.“ angegeben. Diese Werte sind daher nicht etwa auf Grund einer Kurve abgerundet, sondern wesentlich unmittelbar beobachtet. Insbesondere sind dieselben den Schwankungen ausgesetzt, welche allen Beobachtungszahlen anhaften. Diese Reduktion erleichtert den Vergleich mit Zahlen, welche nach anderen experimentellen Methoden erhalten worden sind, und bewahrt die Möglichkeit einer strengen Prüfung der Beobachtungsmethode.

t	S. u. M., beobachtet		H. u. H.	Abweichungen	
	Zahl der Beobacht.	p		H. u. H. — S. u. M.	
				mm	Grade
50	3	92,27	92,30	+ 0,03	— 0,006
51	4	97,03	96,99	— 0,04	+ 0,009
55	1	117,87	117,85	— 0,02	+ 0,004
60	2	149,13	149,19	+ 0,06	— 0,010
65	3	187,19	187,36	+ 0,17	— 0,019
70	3	233,44	235,53	+ 0,09	— 0,009
75	1	288,78	289,0	+ 0,22	— 0,018
80	1	354,90	355,1	+ 0,20	— 0,014
85	3	433,54	433,5	— 0,04	+ 0,002
89	5	505,87	506,1	+ 0,23	— 0,011
90	1	525,94	525,8	— 0,14	— 0,007

1) G. Tamman, Wied. Ann. 32. p. 693. 1887.

2) A. Wüllner u. O. Grotian, Wied. Ann. 11. p. 545. 1880.

Zum Vergleich geben wir unter „H. und H.“ von Holborn und Henning erhaltenen Werte. Diese Resultate sind mittelst einer Formel abgerundet. Sie stellen zweifellos die genauesten Werte dar, die wir hierüber kennen. Die algebraische Summe sämtlicher Temperaturdifferenzen, dividiert durch die Gesamtzahl unserer Beobachtungen (27), stellt die durchschnittliche Abweichung zwischen der H. und H.-Kurve und einer auf Grund unserer Beobachtungen erhaltenen Kurve dar. Diese durchschnittliche Abweichung beträgt  $-0,0063^{\circ}$ . Sie liegt also innerhalb der Fehlergrenze, die für unsere Bestimmung der absoluten Temperatur gilt ( $\pm 0,01^{\circ}$ ). Die entsprechende durchschnittliche Druckabweichung beträgt  $+0,08$  mm.

#### Vergleich mit anderen Methoden.

Wir können jetzt einen Vergleich zwischen den mit unserer Methode erzielten Resultaten und denjenigen, welche durch andere Versuchsanordnungen erreicht wurden, anstellen, wobei wir H. und Hs. Zahlen als Normalwerte annehmen.

Wir haben nur zwei Reihen von Druckmessungen nach der statischen Methode zwischen  $50^{\circ}$  und  $90^{\circ}$ . Die durchschnittliche Abweichung zwischen den Kurven von H. und H. und Magnus beträgt in diesem Gebiet  $+0,81$  mm (oder  $-0,07^{\circ}$ ), die Abweichung zwischen H. und H. und Batelli ist  $+2,3$  mm. Die Abweichungen sind also zehn- bzw. dreißigmal so groß wie die unserigen. Die Messungen von Ramsay und Young nach der statischen Methode begannen bei  $120^{\circ}$  und die durchschnittliche Abweichung ihrer Kurve zwischen  $120^{\circ}$  und  $150^{\circ}$  von der von H. und H. beträgt  $-0,1^{\circ}$ , d. h. die Abweichung ist von derselben Größenordnung wie die von Magnus. Scheel und Heuse<sup>1)</sup> haben neuerdings eine Bestimmung bei  $50^{\circ}$  (92,54 mm) nach einer statischen Methode ausgeführt. Unsere Werte bestätigen die Resultate H. und Hs.

Nach der dynamischen Methode liegen drei Beobachtungsreihen vor, deren eine die Reihe von Holborn und Henning ist. Regnaults Werte weichen  $+0,4$  mm (oder  $-0,04^{\circ}$ ) und Wiebes Resultate  $-0,25$  mm ab, die Differenzen sind also fünf- bzw. dreimal so groß wie die unsrigen.

1) K. Scheel u. W. Heuse, Ann. d. Phys. 31. p. 715. 1910.

Die Abweichungen der nachberechneten Werte sind folgende: Broch + 0,27 mm, Thiesen - 0,11 mm, Eckholm - 0,33 mm.

Unter der Voraussetzung, daß die Werte von H. und H. genau sind, lehrt dieser Vergleich, daß unsere Methode, abgesehen von ihren erwähnten Vorzügen, auch recht genaue Resultate liefert. Die Grenzen der bei dieser Methode auftretenden Schwankungen der einzelnen Beobachtungen lassen sich aus der Tabelle ersehen. Eine eingehendere Behandlung dieses Gegenstandes wird in der nachfolgenden Abhandlung an einem anderen Beispiele durchgeführt werden.

Universität Chicago, 1910.

(Eingegangen 19. August 1910.)

6. *Die Dampfdrucke des Quecksilbers*<sup>1)</sup>;  
 von *Alexander Smith und Alan W. C. Menzies.*

Die vorhandenen Angaben über die Dampfdrucke des Quecksilbers bei höheren Temperaturen sind merkwürdig ungenau. Dies bezieht sich besonders auf die Messungen oberhalb 300°, wie aus der mangelhaften Übereinstimmung der verschiedenen Zahlenreihen (vgl. unten Tab. IV) hervorgeht. Regnault führte seine Messungen in der Weise aus, daß er die Thermometerkugel vollständig in 50 kg des heftig stoßenden Metalles eintauchen ließ. Daher sind seine Resultate viel zu hoch. Die bekannten Werte von Ramsay und Young gründen sich auf Beobachtungen bei vier Punkten, von denen die Messungen bei den zwei niedrigsten Punkten von ihnen selbst bestimmt waren. Der Siedepunkt wurde den nicht stimmenden Messungen Regnaults entnommen, und als vierter Punkt diente die Messung des Dampfdruckes beim Siedepunkt des Schwefels, dem Regnaults Temperaturmessung zugrunde liegt. Callendar und Griffiths haben aber gezeigt, daß Regnaults Wert um 4° zu hoch ist; das entspricht einer Änderung des Quecksilberdampfdruckes bei 445° um ungefähr 140 mm. Young<sup>2)</sup> hat in seiner neuen Tabelle die Arbeit von Callendar und Griffiths berücksichtigt. Aber er nimmt an, daß eine ungeschützte Kugel in einem gegen Wärmeabfluß nicht geschützten Bade von Schwefeldampf dieselbe Temperatur besitzt, die Callendar und Griffiths bei sorgfältigster Wärmeisolierung erhalten haben. Die von ihm angenommene Temperatur in der Nähe von 445° liegt daher um 2° zu hoch. Gebhardt<sup>3)</sup> hat ohne nähere Angaben über Vorsichtsmaßregeln oder Temperatur und Druckkorrekturen Zahlen veröffentlicht,

1) Vorgetragen am 30. Dezember 1909 in der Am. Chem. Soc., in deren Zeitschrift die ausführlichere Abhandlung erscheinen wird.

2) S. Young, Journ. Chem. Soc. 59. p. 629. 1891.

3) A. Gebhardt, Ber. d. Deutsch. Physik. Ges. 7. p. 184. 1905.



die mit den unsrigen verglichen  $0,81^{\circ}$  zu niedrig liegen. Abgesehen davon ist die auf graphischem Wege ermittelte durchschnittliche Abweichung der Einzelbeobachtung  $1,2^{\circ}$ . Cailletet, Colardeau und Rivière<sup>1)</sup> messen den Dampfdruck von  $400^{\circ}$  aufwärts bis  $880^{\circ}$ ; sie machen jedoch keine Angaben darüber, welche Fundamentalpunkte sie für ihre Temperaturskala gewählt haben.

#### Die Dampfdrucke des Quecksilbers.

Der Apparat, der zu den Messungen diente, ist in der vorangehenden Arbeit beschrieben worden. Das U-Rohr des statischen Isoteniskops enthielt Quecksilber. Als Badflüssigkeit kam eine eutektische Mischung von Kalium- und Natriumnitrat zur Verwendung. Die durch den Rührer verursachte Erschütterung verhinderte das Stoßen, das sonst durch das Sieden des Metalles in der Kugel (beim Austreiben der Luft) möglicherweise eingetreten wäre.

Zur Reinigung wurde das Quecksilber im Vakuum destilliert, so daß in der Stunde 30 ccm übergingen. Es wurde alsdann zehnmal mit verdünnter Salpetersäure in einer 1,3 m langen Röhre nach der von Hildebrand empfohlenen, ausgezeichneten Methode gewaschen.<sup>2)</sup> Diese Methode ist genau wie die von Ostwald angegebene, nur läßt man das Metall durch Muschel fließen, wodurch es in äußerst feiner Verteilung durch die Säure fällt. Es wurde alsdann getrocknet und nach der sehr empfindlichen Methode von Hulett und Minchin<sup>3)</sup> untersucht. Ein Teil des Quecksilbers wurde zweimal in Luft destilliert; hierdurch werden die aktiveren Metalle oxydiert. Proben von jeder Sorte wurden dann mit n-KCl-Lösung, die mit Kalomel gesättigt war, zu einem Element zusammengestellt. Die Potentialdifferenz der beiden Proben betrug weniger als 0,000002 Volt. Nach dieser Methode kann man ein Teil Zink in  $10^{10}$  Teilen Quecksilber und entsprechend kleine Mengen anderer Metalle sicher erkennen. Das Quecksilber, im Mano-

1) L. Cailletet, Colardeau und Rivière, *Compt. rend.* 190. p. 1585. 1900.

2) J. H. Hildebrand, *Journ. Am. Chem. Soc.* 31. p. 933. 1909.

3) G. A. Hulett u. H. D. Minchin, *Phys. Rev.* 21. p. 358. 1905.

meter auf gleiche Weise geprüft, besaß eine Reinheit von derselben Größenordnung.

Bei der Ausführung der Messungen wurden ähnliche Vorsichtsmaßregeln, so z. B. wiederholte Bestimmungen der Fixpunkte, wie bei den Dampfdichtebestimmungen des Wassers benutzt. Der Temperaturfehler ist kleiner als  $\pm 0,1^\circ$ . Die Temperaturen beziehen sich auf die thermodynamische Skale. Es wird angenommen, daß der Schwefelsiedepunkt auf dieser Skale genau bei  $445^\circ$  liegt. Es wurden 43 Beobachtungen in zwei Versuchsreihen zwischen  $250^\circ$  und  $435^\circ$  gemacht.

#### Kritik der Ergebnisse.

Es wurden zunächst die Beobachtungszahlen in einem großen Maßstab graphisch dargestellt. Hierdurch wurde die Wahl von drei Punkten erleichtert, mit deren Hilfe eine Formel nach Kirchhoff-Rankine-Dupré ausgewertet werden konnte. Mit Benutzung von Näherungsformeln wurde schließlich folgende Formel berechnet:

$$(R) \quad \log p = 9,9073436 - \frac{3276,628}{\theta} - 0,6519904 \log \theta.$$

Die folgende Tab. 1 enthält: Die beobachteten Dampfdrucke (Reihe 2), die beobachteten Temperaturen (Reihe 3), die nach unserer Formel berechneten Temperaturen (Reihe 4), die Unterschiede zwischen beobachteten und berechneten Temperaturen ( $\Delta$ ). Die zur zweiten Serie gehörigen Versuche sind mit einem Sternchen bezeichnet.

Tabelle 1.

Die Beobachtungen.

Nr.	$p$ beob.	$t$ beob.	$t$ ber.	$\Delta$
1	82,08	253,97	253,91	-0,06
2	96,84	260,35	260,36	+0,01
3	106,52	264,16	264,16	0,00
4	117,04	267,99	267,96	-0,03
5	128,57	271,82	271,81	-0,01

Tabelle I (Fortsetzung).

Nr.	p beob.	t beob.	t ber.	$\Delta$
6	141,05	275,68	275,66	-0,02
7	169,82	283,61	283,55	-0,06
8	210,79	293,07	293,04	-0,03
9	236,96	298,34	298,31	-0,03
10	273,24	304,75	304,86	+0,11
11	309,73	310,75	310,77	+0,02
12	334,92	314,33	314,51	+0,18
13	428,98	326,65	326,69	+0,04
14	457,10	329,87	329,91	+0,04
15	498,01	334,16	334,30	+0,14
16	537,55	338,21	338,27	+0,06
17	586,76	342,82	342,88	+0,06
18*	635,00	347,13	347,11	-0,02
19	642,22	347,74	347,72	-0,02
20	697,73	352,13	352,23	+0,10
21*	697,72	352,24	352,23	-0,01
22	732,13	354,85	354,87	+0,02
23	747,81	355,98	356,05	+0,07
24	765,44	357,32	357,34	+0,02
25*	769,26	357,72	357,62	-0,10
26	817,00	361,04	360,99	-0,05
27*	836,43	362,43	362,32	-0,11
28*	885,76	365,62	365,58	-0,04
29*	932,66	368,54	368,55	+0,01
30*	1002,55	372,74	372,74	0,00
31*	1008,68	378,66	378,69	+0,03
32*	1210,58	383,95	383,99	+0,04
33*	1265,60	386,66	386,69	+0,03
34*	1326,12	389,56	389,56	0,00
35*	1425,97	394,04	394,07	+0,03
36*	1675,34	404,28	404,32	+0,04
37*	1744,34	407,17	406,94	-0,23
38*	1847,35	410,66	410,69	+0,03
39*	2037,15	417,17	417,19	+0,02
40*	2125,78	420,10	420,07	-0,03
41*	2334,34	426,52	426,47	-0,05
42*	2599,17	434,02	433,95	-0,07
43*	2624,35	434,71	434,65	-0,06

Die algebraische Summe der Abweichungen beträgt  $+0,07^\circ$ . Eine Änderung von  $0,003^\circ$  im zweiten der drei Fundamentalpunkte würde die Übereinstimmung verbessern, aber zurzeit erschien es nicht wünschenswert, die Verfeinerung so weit zu treiben, da wir später die Versuchsreihe auszudehnen hoffen.

Da die berechneten Temperaturen auf einer kontinuierlichen Kurve liegen, so stellen die Abweichungen zwischen den Punkten dieser Kurve und den beobachteten Temperaturen wesentlich die Schwankungen der einzelnen Beobachtungen dar. Aus Reihe (5) (4) ersieht man den Grad der Regelmäßigkeit der Resultate. Von den 43 Beobachtungen weisen 30 sehr geringe Abweichungen, die zwischen  $0,00^\circ$  und  $0,05^\circ$  liegen, auf. In acht Fällen liegt die Abweichung zwischen  $0,06$  bis  $0,10^\circ$  und nur in fünf Fällen über  $0,10^\circ$ . Der Versuch Nr. 37 ( $\Delta = -0,23^\circ$ ) ist zweifellos fehlerhaft und deutet auf einen Fehler bei der Ablesung des Widerstandes oder des Druckes hin. Die mittlere Abweichung zwischen der Kurve und einer einzelnen Beobachtung (einschließlich Nr. 37) beträgt  $0,050^\circ$ , und liegt innerhalb der für die absolute Temperatur geltenden Fehlergrenze.

#### Vergleich mit anderen Methoden.

Die Eigenschaften der gebrauchten Methode gehen am besten aus einer Vergleichung mit den Beobachtungen anderer Forscher hervor. Nur die Beobachtungen von Regnault und Gebhardt können einem derartigen Studium unterzogen werden. Die folgende Tabelle (p. 984) enthält die Beobachtungen Gebhardts. Man findet angegeben: den beobachteten Druck (Reihe 1), die beobachtete Temperatur (Reihe 2), die nach Formel (R) berechnete Temperatur (Reihe 3), und die Unterschiede ( $\Delta_1$ ) zwischen beobachteter und berechneter Temperatur. Die algebraische Summe dieser Abweichungen beträgt  $+0,81^\circ$ , es geht daraus hervor, daß die beobachteten Temperaturen  $0,81^\circ$  tiefer liegen als die aus unseren Versuchen berechneten.

Die Zahlen wurden graphisch dargestellt, und die Abweichung zwischen der einzelnen Beobachtung und der so erhaltenen Kurve findet man unter  $\Delta_2$  (Reihe 5). Die mittlere

Tabelle II.

Gebhardts Beobachtungen.

<i>p</i> beob.	<i>t</i> beob.	<i>t</i> ber.	<i>A</i> <sub>1</sub>	<i>A</i> <sub>2</sub>
1.00	129	126,0	-3,0	-3,8
3,93	157,5	158,6	-1,1	+0,3
8,22	176,5	178,2	+1,7	+0,9
12,51	188	190,3	+2,3	+1,5
21,07	207	206,3	-0,7	-1,4
38,82	224,5	226,3	+1,8	+0,5
46,49	230,5	232,9	+2,4	+1,6
51,58	236	236,6	+0,6	-0,1
68,42	245	247,0	+2,0	+1,2
71,39	248	248,6	+0,6	-0,2
87,87	255	256,5	+1,5	+0,7
94,40	256	259,3	+3,3	+2,5
105,69	264	263,8	-0,2	-1,0
122,90	268	270,0	+2,0	+1,3
126,11	271,5	271,0	-0,5	-1,3
150,80	277,5	278,4	+0,9	+0,1
147,50	278,5	277,5	-1,0	-1,7
185,00	286,5	287,3	+0,8	0,0
224,9	295,5	295,9	+0,4	-0,3
263,9	302,5	303,3	-0,8	-1,6
308,10	309,5	310,2	-0,7	-1,5
360,20	315	318,1	+3,1	+2,3

Abweichung der einzelnen Beobachtung von der Kurve beträgt  $1,2^\circ$ , d. h. sie ist ungefähr 24mal so groß wie bei den vorliegenden Messungen.

Vergleicht man die von Regnault beobachteten Temperaturen (die Hauptreihe, 250—512°) mit den nach seiner eigenen Formel berechneten, so beträgt die mittlere Abweichung einer Beobachtung von der Kurve, die auf Grund dieser Formel gezeichnet ist,  $3,29^\circ$ . Unsere Formel paßt für seine Messungen in der Tat etwas besser, denn die mittlere Abweichung beträgt nun  $2,84^\circ$ . Die Einzelabweichungen von seiner Kurve betragen in drei Beispielen  $+5,61^\circ$ ,  $-7,09^\circ$  und  $-15,26^\circ$ . Das ist ein viel ungünstigeres Ergebnis, als man bei dem Ansehen, das die Messungen Regnaults genießen, erwarten sollte.

## Vergleich sämtlicher Messungen.

Demzufolge scheinen die vorliegenden Messungen eine verhältnismäßig große Genauigkeit zu besitzen, weshalb ein Vergleich mit den Resultaten anderer Beobachter lehrreich wäre. In der folgenden Tabelle findet man sämtliche publizierte Messungen oberhalb  $200^{\circ}$  und zwei unterhalb  $200^{\circ}$  zusammengestellt mit Ausnahme der Regnaultschen und der meisten der Gebhardt'schen Zahlen. Die Buchstaben bedeuten: Young (*Y*), Ramsay und Young (*RY*), Hertz (*H*), Callendar und Griffiths (*CG*), Cailletet, Colardeau und Rivière (*CCR*). Von *CCR* können nur die abgerundeten Werte angegeben werden, da die beobachteten Daten von ihnen nicht veröffentlicht worden sind. Der Vergleich ist in derselben Weise durchgeführt wie vorher.

Tabelle III.  
Andere Beobachtungen.

Beobachter	<i>p</i> beob.	<i>t</i> beob.	<i>t</i> ber.	$\Delta$
<i>Y</i>	9,94	183,8	183,62	-0,18
<i>Y</i>	9,85	183,7	183,35	-0,35
<i>H</i>	20,35	203	205,29	+2,29
<i>H</i>	22,58	206,9	208,56	+1,66
<i>Y</i>	51,85	236,9	236,78	-0,12
<i>RY</i>	124,35	270,35	270,43	+0,08
<i>RY</i>	157,15	280,2	283,23	+0,03
<i>CC</i>	760	357,08	356,95	-0,12
<i>CCR</i>	1596	400	401,00	+1,00
<i>RY-Y</i>	2896,90	443,15	441,71	-1,44
<i>RY-Y</i>	2904,50	444,15	441,92	-2,23
<i>CCR</i>	3230	450	449,65	-0,35
<i>CCR</i>	6080	500	499,7	-0,3
<i>CCR</i>	10488	550	549,0	-1,0
<i>CCR</i>	16948	600	599,4	-0,6
<i>CCR</i>	25840	650	647,1	-2,9
<i>CCR</i>	38000	700	696,3	-3,7
<i>CCR</i>	77520	800	804,6	+4,6
<i>CCR</i>	123120	880	889,6	+9,6

Der Wert von *CG* stellt das Mittel aus allen ihren Siedepunktsbeobachtungen dar und ist auf die thermodynamische

Temperatur reduziert.<sup>1)</sup> Die anderen Temperaturen sind nicht reduziert. Die Temperaturangaben in der Nähe von 433 bis 444° (*Y*) sind aus dem bereits angegebenen Grunde ungefähr 2° zu hoch.

Ein Vergleich der unterhalb 200° beobachteten Drucke mit den nach unserer Formel berechneten Werten lehrt, daß die Formel diese etwas auseinander gehenden Beobachtungen ungefähr ebenso gut darstellt, als wenn man aus diesen Beobachtungen abgerundete Werte abgeleitet hätte.

Die folgende Vergleichstabelle (Tab. 4) enthält die abgerundeten Zahlen der verschiedenen Beobachter im allgemeinen von 10 zu 10°. Sie umfaßt lediglich das Gebiet unserer vorliegenden Versuche, ausgedehnt bis auf 450°, damit der Siedepunkt des Schwefels und zwei Beobachtungen von *CCR* noch einbegriffen werden können. Die unter *S* und *M* angegebenen Werte sind nach der Formel (*R*) berechnet, die extrapolierten Werte in Kursivschrift. Die Berechnungen Labys<sup>2)</sup> umfassen alle früheren Angaben, wobei aber die Messungen von Regnault außer acht gelassen wurden. Wie man jetzt sieht, sind jedoch die Fehler (jedenfalls oberhalb 340°) bei Regnault nicht so groß, wie man früher vermutet hat.

Tabelle IV.

Vergleichstabelle der abgerundeten Zahlen.

Temp.	Reg.	<i>R</i> u. <i>Y</i>	<i>Y</i>	<i>G</i>	Laby	<i>S</i> u. <i>M</i>
255	85,9	85,0			86,2	84,45
260	96,7	96,7	96,5	100,0	97,8	95,94
270	123,0	123,9	124,0	120,0	124,8	123,02
280	155,2	157,4	157,8	158,8	158,4	156,29
290	194,5	198,0	198,9	199,5	199,3	196,81
300	242,2	246,8	248,6	249,0	248,6	245,85
310	299,7	304,9	308,0	309,0	307,7	304,69
320	368,7	373,7	378,5		378,1	374,82

1) Da sie eine mehr als 50 mm hohe Quecksilberschicht mit kleiner Flamme zum Sieden erhitzt haben, so sollte man erwarten, daß der Dampf, der vom Boden aufsteigt, ein wenig überhitzt ist, so daß die Temperaturbestimmung infolgedessen etwas zu hoch ausfällt.

2) T. H. Laby, Phil. Mag. [6] 16. p. 789. 1908.



Tabelle IV (Fortsetzung).

Temp.	Reg.	R u. Y	Y	C C R	Laby	S u. M
330	450,9	454,4	461,7		461,3	457,85
340	548,4	548,6	559,1		559,1	555,54
350	663,2	658,0	672,5		673,3	669,77
360	797,7	784,3	803,7		805,9	802,62
370	954,7	930,3	954,7		959,2	956,25
380	1140	1096	1228		1135	1133,0
390	1347	1284	1325		1337	1335,4
400	1588	1496	1549	1596	1566	1566,1
410	1864	1734	1801		1826	1827,6
420	2178	2000	2085		2119	2123,4
430	2533	2299	2408		2446	2456,0
435	2728	2459	2572		2628	2637,5
440	2934	2629	2757		2817	2828,8
445	3153	2808	2939		3018	3031,5
450	3384	2996	3150	3230	3229	3245,0

Die Schlußtablette enthält die nach der Formel (R) berechneten Dampfdrucke von 2 zu 2° zwischen 0 und 450°. Die extrapolierten Werte unterhalb 255° und oberhalb 435° sind kursiv gedruckt. Zwischenliegende Werte können durch lineare Interpolation erhalten werden.

Tabelle V.

Dampfdrucke des Quecksilbers von 2 zu 2°.

Temp. thermodynamisch, Druck mm Hg bei 0° und normalem Gewicht.

Extrapolierte Werte kursiv gedruckt.

Temp.	0°	2°	4°	6°	8°
0°	0,000207	0,000252	0,000306	0,000370	0,000447
10	0,000537	0,000645	0,000773	0,000922	0,00110
20	0,00131	0,00155	0,00183	0,00216	0,00254
30	0,00299	0,00350	0,00410	0,00478	0,00558
40	0,00648	0,00752	0,00872	0,01008	0,01163
50	0,01340	0,01541	0,01768	0,02027	0,02319
60	0,02648	0,03020	0,03439	0,03909	0,04437
70	0,05029	0,05692	0,06432	0,07258	0,08179
80	0,09204	0,1034	0,1161	0,1301	0,1457
90	0,1628	0,1818	0,2028	0,2259	0,2513

Tabelle V (Fortsetzung).

Temp.	0°	2°	4°	6°	8°
100°	0,2793	0,3100	0,3438	0,3807	0,4212
110	0,4655	0,5140	0,5668	0,6245	0,6873
120	0,7557	0,8301	0,9109	0,9987	1,094
130	1,197	1,309	1,430	1,560	1,701
140	1,854	2,018	2,195	2,385	2,590
150	2,811	3,047	3,302	3,574	3,866
160	4,179	4,514	4,873	5,256	5,665
170	6,102	6,568	7,065	7,594	8,158
180	8,758	9,396	10,07	10,79	11,56
190	12,37	13,23	14,15	15,11	16,14
200	17,22	18,36	19,58	20,86	22,21
210	23,63	25,14	26,72	28,40	30,16
220	32,01	33,96	36,02	38,18	40,45
230	42,83	45,34	47,96	50,72	53,62
240	56,64	59,82	63,15	66,64	70,29
250	74,10	78,09	82,27	86,63	91,19
260	95,94	100,91	106,09	111,50	117,14
270	123,02	129,14	135,52	142,17	149,09
280	158,29	163,78	171,57	179,66	188,08
290	196,88	205,92	215,35	225,14	235,31
300	245,85	256,79	268,13	279,89	292,07
310	304,69	317,77	331,30	345,32	359,82
320	374,82	390,34	406,39	422,97	440,13
330	457,85	476,16	495,06	514,59	534,74
340	555,54	576,99	599,13	621,97	645,57
350	669,77	694,78	720,56	747,11	774,45
360	802,62	831,60	861,44	892,15	923,75
370	956,25	989,68	1024,0	1059,4	1095,7
380	1133,0	1171,4	1210,8	1251,2	1292,8
390	1335,4	1379,2	1424,1	1470,2	1517,6
400	1566,1	1615,8	1666,9	1719,2	1772,9
410	1827,8	1884,1	1941,8	2000,9	2061,4
420	2123,4	2186,9	2251,9	2318,3	2386,4
430	2456,0	2527,3	2600,1	2674,7	2753,6
440	2828,8	2908,5	2990,0	3073,1	3158,2
450	3245,0	3333,8	3424,6	3517,1	3611,7

Chicago, Universität 1910.

(Eingegangen 19. August 1910.)

**7. Eine dynamische Methode zur Messung  
von Dampfdrucken und deren Anwendung auf  
Benzol und Salmiak<sup>1)</sup>;**

von **Alexander Smith und Alan W. C. Menzies.**

Der früher beschriebene<sup>2)</sup> einfache untergetauchte Kugelapparat zur Messung von Dampfdrucken läßt sich zu der in Fig. 1 abgebildeten Gestalt modifizieren, wobei mehrere Vorteile erzielt werden. Die feste oder flüssige Substanz wird in die Kugel *A* (20 cm Durchmesser) dieses dynamischen Isoteniskops gebracht, und die Kugel wird dann bei der durch die gestrichelte Linie angedeuteten Stelle an den Hauptteil des Apparates angeschmolzen. Die Öffnung *C* (Länge von *C* bis *B* 25 cm) wird mit einem Gefäß verbunden, welches seinerseits mit den Pumpen und der Atmosphäre verbunden ist, gerade wie in dem Falle des statischen Isoteniskops.<sup>3)</sup> Die Kugel *B* enthält die Sperrflüssigkeit, und die von *A* hereinführende enge Röhre hat eine lichte Weite von nicht weniger als 1 mm. Der Apparat wird mit dem Thermometer und der Rührvorrichtung in einem hohen Becherglas, welches mit einer passenden Badflüssigkeit gefüllt ist, befestigt.

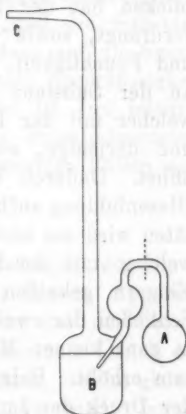


Fig. 1.

1) Vorgetragen am 30. Dez. 1909 in der Am. Chem. Soc., in deren Journal die ausführlichere Abhandlung erscheinen wird.

2) A. Smith u. A. W. C. Menzies, Journ. Am. Chem. Soc. 32. p. 907. 1910; erscheint in einem der nächsten Hefte der Zeitschr. f. physik. Chem.

3) A. Smith u. A. W. C. Menzies, Ann. d. Phys. 33. p. 971. 1910; Journ. Am. Chem. Soc., Okt. 1910.

## Die Handhabung.

Es genügt die Handhabung bei Drucken unter einer Atmosphäre zu beschreiben. Nachdem die Temperatur bei dem gewünschten Punkte konstant geworden, und die zur Ausgleichung der Temperaturen innerhalb und außerhalb der Kugel *B* nötige Zeit verflossen ist, wird der Druck durch vorsichtiges Öffnen des Hahnes, welcher an der Röhre zur Pumpe sich befindet, verringert. Wenn der Druck zunimmt, oder gerade unter den Dampfdruck des festen oder flüssigen Körpers gefallen ist, steigt ein kontinuierlicher Strom von Blasen aus der Kapillare innerhalb der Kugel *B* auf. In wenigen Augenblicken hat der Dampf der Substanz die Luft in Kugel *A* verdrängt, sowie auch gewöhnlich allen Sauerstoff, Stickstoff und Feuchtigkeit, welche in der Substanz gelöst waren oder an der Substanz oder am Glase adhärirten. Der Hahn, welcher mit der Pumpe kommuniziert, wird nun geschlossen und derjenige, welcher die Luft hineinläßt, wird etwas geöffnet. Dadurch wird der Druck allmählich erhöht, bis die Blasenbildung aufhört. Einlassen von Luft in geringen Quantitäten wird am besten dadurch erzielt, daß der Gummischlauch, welcher mit der Luft kommuniziert, an zwei Stellen mit den Fingern gekniffen wird. Durch wechselweises Öffnen und Schließen der zwei zusammengedrückten Stellen wird die Luft in ganz kleinen Mengen zugelassen und der Druck sehr langsam erhöht. Beim plötzlichen Aufhören des Blasestromes ist der Druck der Luft gleich dem des Dampfes. Dieser Druck wird abgelesen.

Um die vollständige Vertreibung der gelösten Gase und der Feuchtigkeit zu sichern, wird der ganze Vorgang wiederholt, bis konstante Werte erhalten werden. Die Temperatur wird dann zum nächsten Punkte erhöht, und eine frische Beobachtung vorgenommen. Dieser ganze Vorgang ist anwendbar, wenn der Dampf der Substanz in der Sperrflüssigkeit unlöslich ist.

Im Falle die Substanz in *A* in der Flüssigkeit in *B* löslich ist, steigen die Blasen durch letztere nicht auf, und der Punkt, bei welchem das Ausströmen des Dampfes aufhört, kann nicht scharf beobachtet werden. Im Falle sich eine ge-

eignete Sperrflüssigkeit, in welcher die Substanz nicht löslich ist, sich nicht finden läßt, wird ein anderes Verfahren gebraucht, welches ebenso exakte Resultate liefert. Nach dem Auskochen läßt man den Druck sich erhöhen, bis die Sperrflüssigkeit in das Kapillarrohr zurückgestiegen ist und einen bestimmten Punkt (z. B. einen Strich am Glase) 5—10 mm oberhalb der Öffnung erreicht hat.<sup>1)</sup> Der Druck wird hierauf am Manometer abgelesen.

Diese dynamische Methode besitzt alle Vorzüge des statischen Isoteniskops (l. c.) Sie ist jedoch frei von den Beschränkungen, welche dem Gebrauch dieses Instrumentes anhaften. So z. B. wird die Gewinnung brauchbarer Resultate nicht dadurch gehindert, daß die Sperrflüssigkeit einen eigenen, beträchtlichen Dampfdruck besitzt, oder daß die Substanz darin löslich ist, oder selbst, daß die Substanz auf die Sperrflüssigkeit chemisch reagiert. Eine geeignete Sperrflüssigkeit ist daher immer auffindbar. Der Apparat ist viel leichter herzustellen und zu gebrauchen als das Spiralmanometer, welches bisher die einzige Ausflucht in schwierigen Fällen war.

#### Korrekturen.

Außer den gewöhnlichen Korrekturen bezüglich des Manometers und des Thermometers sind zwei diesem Apparate eigentümlich. Eine von diesen rührt daher, daß der Dampf in *A* außer dem Manometerdruck auch unter dem Druck der Sperrflüssigkeit<sup>2)</sup> steht. Die andere Korrektur, welche gleichfalls zu dem beobachteten Drucke addiert wird, beruht auf dem Bestreben der Sperrflüssigkeit, kapillar im engen Rohre zu steigen. Beide Korrekturen sind nicht groß und ihr Gesamtwert kann schnell gemessen werden, nachdem die Versuchsreihe beendet und die Kugel *A* abgeschnitten ist. Die Stelle, wo *A* abgeschnitten wurde, wird durch einen Gummischlauch mit einem weiten Glasrohre verbunden. Dieses wird in ein mit Wasser gefülltes Becherglas so weit einge-

1) Bezüglich der Fragen, welche dieses Verfahren veranlaßt, vgl. Journ. Americ. Chem. Soc. 32. p. 900.

2) Für die spezifischen Gewichte geeigneter Flüssigkeiten bei verschiedenen Temperaturen vgl. die p. 989, Anm. 2, zitierte Abhandlung.

taucht, daß Blasen aus der Kapillare in *B* getrieben werden, bzw. bis die Flüssigkeit bis auf den bestimmten Strich heruntergedrückt wird. Der Unterschied der Wasserniveaus innerhalb und außerhalb des weiten Rohres gibt den Wert des Druckes in Wasserhöhe an, welche nach Reduktion auf Quecksilber bei 0° zu dem beobachteten Drucke addiert wird.

#### Die Bestimmungen.

Da die Genauigkeit, welche mit einem auf demselben Prinzip arbeitenden Apparat erzielt wird, schon von uns durch Messungen mit Wasser<sup>1)</sup> genügend dargetan ist, so wurde auf eine Wiederholung dieser Messungen verzichtet. Bei den unten angeführten Bestimmungen wurden das Bad, der Rührer, das Manometer, das Platinwiderstandsthermometer, nebst den Vorsichtsmaßregeln und Korrekturen, welche beim Gebrauche des statischen Isoteniskops (l. c.) vorkamen, auch hier benutzt. Die Temperaturen auf der thermodynamischen Skala (Schwefelsiedepunkt angenommen bei 445°) sind genau bis auf  $\pm 0,01^\circ$  unterhalb 120° (Benzol) und bis auf  $\pm 0,1^\circ$  oberhalb 120° (Salmiak).

#### Die Dampfdrucke des Benzols.

Bei früheren Messungen, welche zahlreich vorliegen, sind entweder die Reinheit des Benzols oder die Genauigkeit der experimentellen Methode oder beides unverbürgt. Schwefelsäure, welche den Benzoldampf löst, wurde als Sperrflüssigkeit benutzt, und es wurden folgende Werte erhalten:

<i>t</i>	<i>p</i>	<i>t</i>	<i>p</i>	<i>t</i>	<i>p</i>
65°	463	85°	879	105°	1542
70	551	90	1018	110	1751
75	650	95	1180	115	1983
80	757,5	100	1348	120	2240

#### Die Dampfdrucke des Salmiaks.

Bei den früheren Messungen von Horstmann<sup>2)</sup> sind die Temperaturen bis auf  $\pm 5^\circ$  unsicher. Bei denen von Ramsay

1) A. Smith u. A. W. C. Menzies, l. c.

2) L. Horstmann, Ber. d. deutsch. chem. Gesellsch. 2. p. 137. 1869.

und Young<sup>1)</sup> traten große experimentelle Schwierigkeiten auf und es existieren unter den Daten beträchtliche Abweichungen (vgl. die Tabelle unten), so daß man zweifeln kann, ob die Fehler von  $\pm 1^\circ$  bei den niedrigeren Temperaturen und von  $\pm 2^\circ$  bei den höheren nicht erheblich überschritten wurden. Johnsons<sup>2)</sup> Messungen gewähren keine Garantie für Genauigkeit. Bei  $335^\circ$  entspricht aber ein Fehler von nur  $\pm 1^\circ$  einem Druckunterschied von 15 mm. Die bestehenden Werte scheinen daher einer Nachprüfung zu bedürfen.

Bei unseren Messungen wurde die eutektische Mischung von Kaliumnitrat und Natriumnitrat (54,5 : 45,5) im Bade, sowie als Sperrflüssigkeit benutzt. Da der Dampf des Salmiaks durch chemische Einwirkung auf diese Sperrflüssigkeit einen beständigen Strom von Stickoxydulblasen erzeugt, mußte die Methode dahin modifiziert werden, daß der Druck, bei welchem die Gasentwicklung ein Minimum erreichte, abgelesen wurde. Der der Beobachtung dieses Minimums anhaftende Fehler, welcher 5 mm nicht überschritt, war der größte in dieser Versuchsreihe. In der folgenden Tabelle finden sich die Resultate von Horstmann (H.), von Ramsay und Young (R. und Y.), von Johnson (J.), und von uns (S. u. M.). Unter R. und Y. stehen die von ihrer endgültigen Kurve abgelesenen Daten, sowie gesondert die nach ihrer statischen bzw. dynamischen Methode erhaltenen Beobachtungen.

t	H.	R. und Y.			J.	S. u. M.
		Kurve	Beobachtungen			
			statisch	dynamisch		
280	259,5	143	140,5	147	132	138
290		195,5	189	200	178	189
300		264,5	251	275	237	252
310		350	333,5	367	309	336
320		460,5	443,5	500	401	447
330	333,5	599,5	596	675	518	587
333,5		661	653	750	566	642
340		778,1	777	759,5	678	

1) W. Ramsay u. S. Young, Phil. Trans. 177. p. 71. 1886.

2) F. M. G. Johnson, Ztschr. f. phys. Chem. 61. p. 458. 1908; 65. p. 35. 1909.



Die Kurven (Fig. 2) stellen die Resultate graphisch dar: I ist die Kurve von R. und Y., II gibt die Resultate von

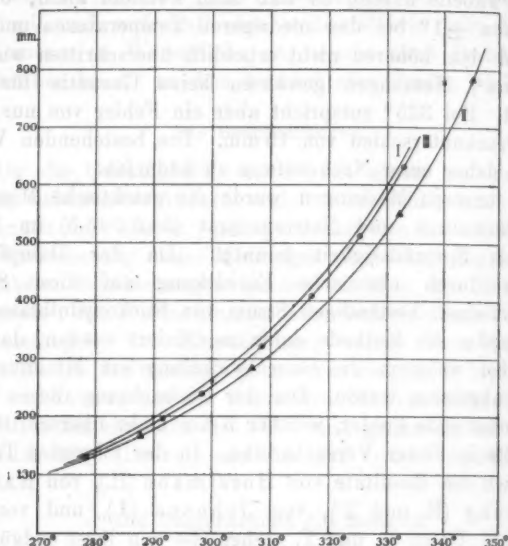


Fig. 2.

Johnson an, III unsere eigenen. Zwei Punkte (x) sind Horstmanns Daten entnommen.

Chicago, Universität, April 1910.

(Eingegangen 20. September 1910.)

**8. Über die nach Fresnelscher Art  
beobachteten Beugungserscheinungen der Gitter;  
von Heinrich Wetsel.**

(Auszug aus der Gießener Dissertation.)

Im Bd. 27, Heft 15 der Annalen der Physik findet sich eine Arbeit von Hrn. Prof. Winkelmann mit dem Titel: „Über einige Erscheinungen, die bei der Beugung des Lichtes durch Gitter auftreten.“ Zur Zeit der Veröffentlichung dieser Arbeit war ich mit einer Untersuchung im wesentlichen bereits zum Abschluß gelangt, welche inzwischen als Dissertation erschienen ist und das Problem von einem anderen Ausgangspunkt aus und in etwas anderer Form behandelt. Dieser letztere Umstand veranlaßt mich, auch meine Arbeit, wenigstens im Auszuge, an dieser Stelle mitzuteilen.

Meine Untersuchung erstreckt sich auf die Erscheinungen, welche man mit Hilfe eines Mikroskopes hinter einem Beugungsgitter in den verschiedenen zu ihm parallelen Ebenen beobachten kann, wenn das Gitter von kohärenten Strahlen monochromatischen Lichtes getroffen wird. Dabei ist ein Unterschied gemacht worden zwischen einem Strichgitter und einem Streifengitter. Unter ersterem ist ein solches Gitter verstanden, dessen Spalten wesentlich enger als die trennenden Stege sind, so daß man sie als Lichtlinien ansehen und ihre Breite bei der Berechnung praktisch vernachlässigen kann. Dagegen ist ein Streifengitter definiert als ein solches, dessen Spaltbreite gegenüber der Stegbreite berücksichtigt und in Rechnung gesetzt werden muß. Für die erstere Art von Gittern kann man die Intensitätsverteilung in elementarer Form mit Hilfe des Superpositionsprinzipes vollständig entwickeln; es lassen sich einfache Gesetzmäßigkeiten aufstellen, die das Experiment bestätigt. Für die Streifengitter dagegen verlangt die Feststellung der Lichtverteilung Integrationen, die nicht allgemein ausführbar sind, und die Erscheinungen sind sehr verwickelt.

Hierauf soll jedoch in diesem Auszuge nicht näher eingegangen werden.

Die eigentümlichen Interferenzbilder, die eine größere Anzahl äquidistanter und gleichbreiter Spaltöffnungen bei der Fresnelschen Beobachtungsweise ergeben, sind zuerst von Fox Talbot<sup>1)</sup> bemerkt worden. Er benutzte bei seinen Untersuchungen, welche übrigens nur von qualitativer Art sind, weißes Licht und beschrieb die Erscheinung, welche er beobachtete als eine regelmäßige Folge zahlreicher farbiger, den Gitterspalten paralleler Linien oder Streifen, die in verschiedenen Abständen hinter der Gitterebene ein ganz gleiches Aussehen haben. Lord Rayleigh kam später auf diese seltsamen Beobachtungen zurück und entwickelte eine kurze rechnerische Begründung<sup>2)</sup>, ohne aber näher auf die Erscheinungen einzugehen.

Die von mir benutzte Versuchsanordnung war in der Hauptsache die folgende: Das Licht einer Bogen- oder Quecksilberlampe passierte zuerst einen Spalt, dessen Breite nach Belieben verändert werden konnte, und dann eine Sammellinse. Hinter dieser befand sich ein geradsichtiges Prisma, welches das von der Sammellinse entworfene objektive Bild des Spaltes in ein Spektrum verwandelte, aus dem man Licht von jeder gewünschten Wellenlänge mittels einer spaltförmigen Blende heraus schneiden konnte. In den Strahlengang dieses monochromatischen Lichtes wurde das Gitter gebracht und zwar derart, daß seine Ebene die Achse des Lichtbündels orthogonal schnitt und seine Spalte dem Spalt der Blende parallel waren. Da in den meisten Fällen mit Parallelstrahlen gearbeitet wurde, so benutzte man an Stelle der Blende einen auf unendlich eingestellten Kollimator mit Spalt. Beobachtet wurde jenseits des Gitters mit einem Mikroskop, dessen Achse nach Möglichkeit mit derjenigen des benutzten Lichtbündels zusammenfiel und dessen Verschiebungen in dieser Achse mit einer Genauigkeit bis zu  $\frac{1}{10}$  mm an einem Komparator abgelesen wurden. Ein im Okular des Mikroskopes angebrachtes Mikrometer gestattete die Messung des Streifenabstandes im

1) F. Talbot, Phil. Mag. Dez. 1836 (nach Lord Rayleigh).

2) Lord Rayleigh, Phil. Mag. 11. p. 196—205. 1881.

Beugungsbild. Die benutzten Strichgitter wurden mit Hilfe einer Teilmaschine in die berußte oder versilberte Seite einer Spiegelglasplatte geritzt und die Gitterkonstante mittels eines Mikroskopes alsdann nachgeprüft; die Streifengitter waren auf photographischem Wege hergestellt.<sup>1)</sup>

Während ich mit der Untersuchung beschäftigt war, wurde ich mit einem kleinen Aufsätze von Porter<sup>2)</sup> bekannt, in welchem für die Untersuchung der hier in Frage kommenden Beugungserscheinungen eine der meinigen sehr ähnliche Untersuchungsmethode vorgeschlagen wird, ohne daß die Erscheinungen quantitativ genauer verfolgt werden.

Ableitung der Formel für die Intensitätsverteilung  
im Beugungsbild eines Strichgitters, das von homogenen  
Parallelstrahlen getroffen wird.

Da das Gitter stets so orientiert war, daß seine Ebene die Achse des benutzten Lichtbündels senkrecht schnitt, so folgt für den vorliegenden Fall, in welchem es sich um ein Bündel paralleler Lichtstrahlen handelt, daß alle diese Strahlen auf der Gitterebene senkrecht stehen. Daher bildet die Ebene des Gitters eine Wellenebene, d. h. alle Punkte derselben haben den gleichen Schwingungszustand oder dieselbe Phase. Von diesen sekundären Erschütterungszentren sind aber nur diejenigen für das Zustandekommen des Beugungsbildes verantwortlich, welche sich innerhalb der lichtdurchlässigen Teile des Gitters befinden. Macht man nun diese durchsichtigen Stellen der Gitterebene, die Spalten, unendlich schmal, so sind die sekundären Erregungszentren in feinen Lichtlinien angeordnet, die einander parallel verlaufen, und deren Abstand gleich der Gitterkonstante ist. Um die Lichtverteilung im Beugungsbild zu berechnen, muß man zweckmäßig von diesen sekundären Lichtlinien ausgehen und deren Wirkung auf einen Punkt *P* hinter dem Gitter untersuchen. Handelt es sich jedoch nur um eine relative Intensitätsvergleiche — und das soll in vorliegender Arbeit Prinzip sein —, so genügt es<sup>3)</sup>,

1) Präparate von Zeiss. Vgl. C. Zeiss, Opt. Meßinstrumente 1893.

2) T. C. Porter, Phil. Mag. 24. p. 803 ff. 1907.

3) Nach Analogie bekannter Überlegungen aus der Interferenz- und Beugungstheorie.

senkrecht zu den Lichtlinien, also senkrecht zu den Spalten des Gitters einen Schnitt zu legen, welcher den Punkt  $P$  enthält und die resultierende Lichterregung für diesen Punkt  $P$  zu berechnen unter der alleinigen Berücksichtigung derjenigen Wellenzentren, die im Schnitte liegen. Dabei ist es bequem, immer nur solche Punkte ins Auge zu fassen, welche auf einer zur Gitterebene parallelen Geraden liegen, und diese Gerade

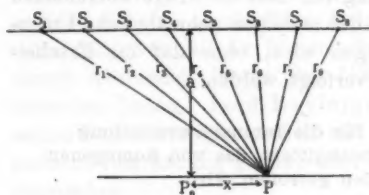


Fig. 1.

in der Beobachtungsebene parallel zu sich selbst zu verschieben. Diese Beobachtungsebene sei nun zur Ebene der Fig. 1<sup>1)</sup> genommen.  $S_1 S_2 S_3 \dots S_{n+1}$  sind alsdann die Schnittpunkte derselben mit den Gitterstrichen. Die gegenseitige Entfernung zweier

benachbarter Schnittpunkte ist gleich der Gitterkonstante  $d$ . Die Gerade  $P_0 P$  ist eine im Abstände  $a$  zur Gitterebene gezogene Parallele. Dabei ist zu beachten, daß der Punkt  $P_0$  genau der Mitte des Gitterdurchschnittes gegenüber liegt und infolgedessen den Mittelpunkt der Beugungserscheinung auf der Geraden  $P_0 P$  bildet.

Der Punkt  $P$ , für den die Intensität berechnet werden soll, ist auf der Geraden  $P_0 P$  beweglich; sein Abstand von  $P_0$  sei mit  $x$  und seine Entfernung von den sekundären Lichtzentren  $S_1 S_2 \dots S_{n+1}$  mit  $r_1 r_2 \dots r_{n+1}$  bezeichnet. Drückt man die Lichtbewegung in diesen Wellenzentren durch die Zustandsgröße  $s = \sin 2\pi(t/T)$  aus, so erfährt der Punkt  $P$  von ihnen die Einzelerregungen:

$$s_1 = \frac{1}{r_1} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right) = A_1 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right),$$

$$s_2 = \frac{1}{r_2} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right) = A_2 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right),$$

1) Die Fig. 1 und alle folgenden sind insofern mangelhaft, als die im Punkt  $P$  zum Schnitt kommenden Strahlen sich nicht unter kleinen Winkeln schneiden, wie es für die Anwendung des Interferenzprinzips gefordert wird.

$$s_1 = \frac{1}{r_1} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right) = A_1 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right)$$

$$s_{n+1} = \frac{1}{r_{n+1}} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_{n+1}}{\lambda} \right) = A_{n+1} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_{n+1}}{\lambda} \right),$$

wobei in bekannter Weise  $t$  die Zeit,  $A_1, A_2, A_3 \dots A_{n+1}$  die Amplituden und  $T$  die Periode des Lichtzustandes bedeuten.

Nach dem Prinzip der Superposition, das anwendbar ist, falls die von den verschiedenen Punkten  $S$  ausgehenden Strahlen nur eine geringe Neigung gegeneinander besitzen, ist die aus diesen Einzelerregungen resultierende Gesamterregung  $S$  gegeben durch die Gleichung:

$$S = s_1 + s_2 + s_3 + \dots + s_{n+1} = A \sin \left( 2\pi \frac{t}{T} - \delta \right),$$

wenn man zur Abkürzung

$$\begin{aligned} A_1 \cos 2\pi \frac{r_1}{\lambda} + A_2 \cos 2\pi \frac{r_2}{\lambda} + A_3 \cos 2\pi \frac{r_3}{\lambda} \dots \\ + A_{n+1} \cos 2\pi \frac{r_{n+1}}{\lambda} = A \cos \delta, \\ A_1 \sin 2\pi \frac{r_1}{\lambda} + A_2 \sin 2\pi \frac{r_2}{\lambda} + A_3 \sin 2\pi \frac{r_3}{\lambda} \dots \\ + A_{n+1} \sin 2\pi \frac{r_{n+1}}{\lambda} = A \sin \delta \end{aligned}$$

setzt. Daraus folgt für die Intensität der resultierenden Lichterregung in  $P$ :

$$\begin{aligned} J_{n+1} = A^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_3^2 + \dots + A_{n+1}^2 \\ + 2 \left\{ A_1 A_2 \cos 2\pi \frac{r_1 - r_2}{\lambda} + A_1 A_3 \cos 2\pi \frac{r_1 - r_3}{\lambda} \dots \right. \\ \quad + A_1 A_{n+1} \cos 2\pi \frac{r_1 - r_{n+1}}{\lambda} \\ + A_2 A_3 \cos 2\pi \frac{r_2 - r_3}{\lambda} + A_2 A_4 \cos 2\pi \frac{r_2 - r_4}{\lambda} \dots \\ \quad + A_2 A_{n+1} \cos 2\pi \frac{r_2 - r_{n+1}}{\lambda} \\ + \dots \dots \dots \\ \left. + A_n A_{n+1} \cos 2\pi \frac{r_n - r_{n+1}}{\lambda} \right\}. \end{aligned}$$

Setzt man voraus, daß die äußerst geringen Verschiedenheiten in den Amplituden der Einzelerregungen, hervorgerufen durch die ungleichen Entfernungen der einzelnen Spalten von





was stets zulässig ist, wenn der Bruch klein gegen 1. Entsprechende Ausdrücke erhält man für die übrigen Größen  $r_2, r_3 \dots r_{n+1}$ . Ist  $(n+1)$  eine ungerade Zahl, so liegt der Punkt  $P_0$ , d. h. der Nullpunkt der Variablen  $x$  einem Spalt senkrecht gegenüber. Die Ausdrücke für die Größen  $r_1, r_2 \dots r_{n+1}$  werden bei ungerader Spaltzahl denen bei gerader Spaltzahl ganz analog gebildet.

Substituiert man nun in Gleichung (1) für die Größen  $r_1, r_2 \dots r_{n+1}$  ihre entsprechenden nach Art des Ausdruckes (2b) gefundenen Werte, setzt alsdann zur Abkürzung

$$(3) \quad \frac{\pi d^2}{a \lambda} = \alpha, \quad \frac{2 \pi d x}{a \lambda} = \beta,$$

so kann man durch eine Reihe trigonometrischer Umformungen die Intensitätsgleichung (1) schließlich auf folgende einfache Form bringen<sup>1)</sup>

$$(4) \quad J_{n+1} = (n+1) + 2 \sum_{K=0}^{K=n-1} \frac{\sin [(K+1)(n-K) \alpha]}{\sin [(n-K) \alpha]} \cos [(n-K) \beta].$$

Gleichung (4) gilt in gleicher Weise für ein Gitter mit gerader wie für ein solches mit ungerader Spaltzahl, nur darf man nicht vergessen zu beachten, daß der Punkt  $P_0$ , der Mittelpunkt der Beugungserscheinungen auf der in der Beobachtungsebene im Abstände  $a$  gezogenen Parallelen zum Gitter, bei ungerader Spaltzahl einem Spalt, bei gerader Spaltzahl dagegen der Mitte eines Steges gegenüber liegt.

#### Diskussion der erhaltenen Formel.

Eine besonders einfache Gestalt nimmt die Formel (4) an, wenn man  $\alpha$  gleich einem ganzzahligen Vielfachen von  $\pi$  setzt. Dabei muß der wahre Wert der einzelnen Glieder unter dem Summationszeichen, deren Koeffizienten zunächst alle die unbestimmte Form 0/0 annehmen, nach dem gewöhnlichen Verfahren durch Differentiation des Zählers und Nenners ermittelt werden.

1) Das Nähere vgl. in der Dissertation.

Die Berechnung zeigt alsdann, daß die Intensitätsverteilung im Beugungsbild eines Strichgitters auf allen Geraden bzw. Ebenen, deren Abstand von der Gitterebene die Gleichung

$$h\pi = \frac{\pi d^2}{a\lambda} \quad [\text{unter } h \text{ eine beliebige ganze Zahl verstanden}]$$

erfüllt, durch dieselbe Formel

$$J_{n+1} = (n+1) + 2 \sum_{K=0}^{K=n-1} (K+1) \cos(n-K)\beta$$

dargestellt werden kann.

Wo liegen diese Ebenen?

Aus  $h\pi = \pi d^2 / a\lambda$  folgt:

$$\text{Ist } \alpha = \frac{\pi d^2}{a\lambda} = 0\pi, \text{ so ist } a = \infty^1),$$

$$,, \alpha = \frac{\pi d^2}{a\lambda} = 1\pi, \quad ,, \quad ,, \quad a = \frac{d^2}{\lambda},$$

$$,, \alpha = \frac{\pi d^2}{a\lambda} = 2\pi, \quad ,, \quad ,, \quad a = \frac{d^2}{2\lambda},$$

$$,, \alpha = \frac{\pi d^2}{a\lambda} = 3\pi, \quad ,, \quad ,, \quad a = \frac{d^2}{3\lambda} \text{ usw.}$$

Sieht man von der ersten Möglichkeit, welche das Beugungsbild im Unendlichen erscheinen läßt, ab, so befindet sich im Abstand  $a = d^2/\lambda$  die am weitesten vom Beugungsbild entfernte Ebene, in welcher die durch die Gleichung

$$J_{n+1} = (n+1) + 2 \sum_{K=0}^{K=n-1} (K+1) \cos[(n-K)\beta]$$

charakterisierte Lichtverteilung vorhanden ist. Diese Ebene sei im folgenden als  $F_1$ -Ebene und ihr Abstand vom Gitter

1)  $\alpha = 0$  hat zunächst keinen Sinn, da dann auch  $\beta = 2\pi d \cdot x/a\lambda$ , infolge des unendlich großen Wertes für den Abstand  $a$ , gleich 0 wird. Man kann dieser Verlegenheit aber leicht aus dem Wege gehen durch Einführung einer Winkelgröße  $\varepsilon$ ; setzt man nämlich

$$\beta = \frac{2\pi dx}{a\lambda} = \frac{2\pi d}{\lambda} \cdot \frac{x}{a} = \frac{2\pi d}{\lambda} \sin \varepsilon,$$

so wird  $\beta$  nur 0, wenn  $\sin \varepsilon$  gleich 0 wird. Weiter unten wird gezeigt werden, daß  $J_{n+1}$  ein Maximum ist, wenn  $\beta/2 = m\pi$ ,  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ , d. h. in bezug auf den vorliegenden Fall, wenn  $\sin \varepsilon = m(\lambda/d)$  ist (Fraunhofersche Beugungserscheinung.)

mit  $f_1$  bezeichnet. Analog soll unter der  $F_2$ -Ebene eine im Abstande  $f_2 = d^2/2\lambda$  vom beugenden Schirm befindliche Ebene verstanden sein. Die weiteren Bezeichnungen:  $f_3, f_4 \dots F_3$ -Ebene,  $F_4$ -Ebene ... wird man im Zusammenhang mit dem Vorherigen verstehen können.

*Welches Aussehen hat die Beugungserscheinung in diesen Ebenen?*

Die Intensitätsgleichung

$$J_{n+1} = (n+1) + 2 \sum_{K=0}^{K=n-1} (K+1) \cos [(n-K)\beta]$$

läßt sich leicht auf die Form bringen:

$$(5) \quad J_{n+1} = \frac{\sin^2(n+1) \frac{\beta}{2}}{\sin^2 \frac{\beta}{2}}.$$

Das ist derselbe Ausdruck, der auch bei der Intensitätsberechnung der Gitterspektren auftritt. Er zeigt bekanntlich:

1. äquidistante Minima gleich Null,
2. äquidistante Hauptmaxima gleich  $(n+1)^2$ ,
3. sekundäre Maxima,  $(n-1)$  zwischen zwei Hauptmaxima, weder gleich groß noch äquidistant und an Größe verschwindend gegen die Hauptmaxima, wenn  $n$  groß ist.<sup>1)</sup>

Wie bei den Gitterspektren bei genügend großer Strichzahl die sekundären Maxima verschwinden und nur die Hauptmaxima übrig bleiben, so werden auch in unserem Fall die sekundären Maxima sich der Beobachtung im Mikroskop entziehen; an ihrer Stelle wird gleichmäßige Dunkelheit in Gestalt eines Streifens wahrzunehmen sein. Die Breite dieses Dunkelstreifens läßt sich durch eine einfache Überlegung finden. Es ist bereits angeführt, daß die Minima äquidistant sind. Da nun zwischen zwei Hauptmaxima  $(n-1)$  sekundäre Maxima vorhanden sind, so folgt, daß sich zwischen zwei Hauptmaxima  $n$  Minima befinden müssen, die den Abstand derselben in  $(n+1)$  gleiche Teile teilen. Von diesen  $(n+1)$  Teilen nehmen die sekundären Maxima bzw. der statt ihrer wahrnehmbare

1) Vgl. T. C. Porter, Phil. Mag. 8 p. 174. 1904.

Dunkelstreifen  $(n - 1)$  Teile für sich in Anspruch. Mithin wird bei großem  $n$  das durch den Ausdruck

$$\frac{\sin^2 (n + 1) \frac{\beta}{2}}{\sin^2 \frac{\beta}{2}}$$

dargestellte Beugungsbild eine abwechselnde Folge dunkler und heller Streifen sein, die sich in ihrer Breite verhalten wie  $(n - 1)$  zu 2. Dieses Verhältnis ist, wie man sieht, nur abhängig von der Zahl der Gitterstriche; es muß daher in jedem Abstand vom Beugungsschirm, in welchem der erwähnte Ausdruck gültig ist, konstant sein.

*Welches ist die letzte, d. h. dem beugenden Schirm am nächsten gelegene F-Ebene mit gleichmäßigen Streifen?*

Man könnte meinen, daß es unzählig viele solcher Ebenen gäbe, daß also diese Frage überflüssig sei. Das ist aber nicht der Fall.

Es ist bekannt, daß das Beugungsbild eines einzelnen, von homogenen Parallelstrahlen senkrecht getroffenen Spaltes, dessen Breite  $2\gamma$  sein möge, unter der Bedingung

$$\sqrt{a^2 + \gamma^2} - a = \frac{\gamma^2}{2a} < \frac{\lambda}{2} \text{ oder } a > \frac{\gamma^2}{\lambda}$$

Beugungsfranzen nur im geometrischen Schatten aufweist, während in seiner Mitte ein helles, breites Maximum zu beobachten ist, das alle anderen an Intensität weit überragt. Handelt es sich nun um eine ganze Reihe solcher Spalten, die einen konstanten Abstand voneinander besitzen (also um ein Gitter), so wird ein jeder dieser Spalten für sich allein ein derartiges Streifensystem hervorrufen, und das resultierende Franzensystem kann nur so lange regelmäßig sein, als die hellen zentralen Maxima der Einzelsysteme genügend weit übereinander greifen. Es läßt sich sogar vermuten, daß dann, wenn jedes zentrale Maximum zu beiden Seiten gerade bis zur Mitte des nächstfolgenden Maximums reicht, keine gleichmäßigen Streifen mehr zu erwarten sein werden, da in diesem Falle alle Mitten der zentralen Maxima nur von je einem Spalte abhängig sind.

Nun erfüllen die Minima im Beugungsbild eines einzelnen Spaltes die Gleichung

$$\frac{2\pi x\gamma}{a\lambda} = m\pi; \quad m = 1, 2, 3.$$

Die beiden, das zentrale Maximum begrenzenden Minima liefern also die Gleichung

$$\frac{2\pi x\gamma}{a\lambda} = \pm \pi.$$

Für diese Gleichung kann man auch schreiben

$$\frac{\pi d^2}{a\lambda} \cdot \frac{2x\gamma}{d^2} = \pm \pi \quad \text{oder} \quad a \cdot \frac{2x\gamma}{d^2} = \pm \pi.$$

Setzt man

$$a = \rho \pi,$$

wobei  $\rho$  jede beliebige reelle Zahl bedeuten kann, so geht die letzte Gleichung über in

$$\rho \frac{2x\gamma}{d^2} = \pm 1.$$

Daraus folgt

$$x = \pm \frac{d^2}{2\rho\gamma}.$$

Soll nun ein jedes der zentralen Maxima gerade bis zur Mitte der beiden ihm benachbarten Maxima reichen, so muß

$$x = \pm d$$

sein. So ergibt sich die Beziehung

$$\rho = \frac{d}{2\gamma}.$$

Nun wird  $\rho$  in den seltensten Fällen eine ganze Zahl sein; ist es zufällig eine solche, so ist die durch  $a = d^2/\rho\lambda$  bestimmte Parallelebene zum Gitter eine  $F$ -Ebene und zwar die  $F_\rho$ -Ebene. Diese  $F_\rho$ -Ebene ist ferner die erste der  $F$ -Ebenen, in welcher keine regelmäßigen Streifen zu erwarten sind. Demnach muß die letzte  $F$ -Ebene mit gleichmäßigen Streifen die Signatur  $F_{\rho-1}$ -Ebene haben. Ist  $\rho$  keine ganze Zahl, so nimmt man die größte in  $\rho$  enthaltene ganze Zahl und deutet dies an durch Einschließen in eine eckige Klammer:

$$[\rho] \quad \text{und} \quad \left[ \frac{d}{2\gamma} - 1 \right].$$

Das Ergebnis lautet also: Die letzte  $F$ -Ebene mit gleichmäßigen Streifen ist vermutlich die  $F_{[q-1]}$ -Ebene.

Die nach dieser Richtung angestellten Versuche haben dieses Ergebnis bestätigt, wie folgende Versuchsbeispiele zeigen:

1. Gitter:  $2\gamma = \frac{1}{3}d$ ; es war  $q = 3$  (theoretisch und experimentell),
2. Gitter:  $2\gamma = \frac{1}{5}d$ ; es war  $q = 5$  (theoretisch und experimentell),
3. Gitter:  $2\gamma = \frac{1}{8}d$ ; es war  $q = 8$  (theoretisch und experimentell).

Wie groß ist die Entfernung zweier Hauptmaxima in den verschiedenen  $F$ -Ebenen?

Der Ort der Hauptmaxima ist gegeben durch die Gleichung

$$m\pi = \frac{\beta}{2}; \quad m = 0, 1, 2, 3 \dots$$

Es ist aber stets

$$\beta = \frac{2\alpha x}{d}.$$

Daher muß

$$m\pi = \frac{\alpha x}{d}$$

sein. In der  $F_1$ -Ebene ist  $\alpha = \pi$ . Daraus folgt

$$m\pi = \pi \frac{x}{d} \text{ oder } x_{\max.} = m d.$$

Analog findet man für die  $F_2$ -Ebene:

$$x_{\max.} = m \frac{d}{2},$$

für die  $F_3$ -Ebene:

$$x_{\max.} = m \frac{d}{3} \text{ usw.}$$

Demnach ist die Entfernung zweier Hauptmaxima in der  $F_k$ -Ebene gleich  $d/k$ ;  $k = 1, 2, 3 \dots$

Bemerkenswert ist, daß in allen diesen Ebenen der Abstand zweier benachbarter Hauptmaxima vollkommen unabhängig, dagegen die Lage der Ebenen abhängig von der Wellenlänge ist. Seinen größten Wert erreicht dieser Abstand in der  $F_1$ -Ebene; hier wird er gleich der Gitterkonstante. Berücksichtigt man nun, daß die Breite eines Streifens maximaler Helligkeit sich zu der des auf ihn folgenden Dunkel-

streifens verhält wie  $2:(n-1)$  und daß dieses Verhältnis mit wachsender Spaltzahl immer kleiner wird, so darf man mit Sicherheit behaupten, daß sein Wert schließlich dem Verhältnis Spaltbreite zu Stegbreite im Gitter gleichkommen muß (daß er nicht kleiner werden kann, soll noch erörtert werden); denn die Gitterstriche können niemals so ideal fein gezogen werden, daß ihre Breite vollständig 0 wird. Aus diesen Betrachtungen folgt:

In der  $F_1$ -Ebene wird bei hinreichend großer Spaltzahl ein Interferenzbild erzeugt werden, das in seinem Aussehen die größte Ähnlichkeit mit dem Gitterbild selbst besitzt.

*Was läßt sich über die Phase der Lichterregung in den Hauptmaxima der  $F_1$ -Ebene aussagen?*

Der Schwingungszustand der resultierenden Lichterregung in einem beliebigen Punkt  $P$  bestimmt sich durch Division der beiden Gleichungen:

$$\frac{1}{a} \cos 2\pi \frac{r_1}{\lambda} + \frac{1}{a} \cos 2\pi \frac{r_2}{\lambda} + \dots + \frac{1}{a} \cos 2\pi \frac{r_{n+1}}{\lambda} = A \cos \delta,$$

$$\frac{1}{a} \sin 2\pi \frac{r_1}{\lambda} + \frac{1}{a} \sin 2\pi \frac{r_2}{\lambda} + \dots + \frac{1}{a} \sin 2\pi \frac{r_{n+1}}{\lambda} = A \sin \delta.$$

Substituiert man für die Größen  $r_1, r_2, \dots, r_{n+1}$  ihre entsprechenden Werte, so findet man unter gleichzeitiger Berücksichtigung der für die Hauptmaxima gefundenen Abszissenwerte, daß die sekundären Lichtzentren an den Orten maximaler Helligkeit in gleicher Phase schwingen. Mithin bildet die  $F_1$ -Ebene wieder eine ebene Wellenfront, ebenso wie die Gitterebene.

*Wie liegen die Hauptmaxima der  $F_1$ -Ebene zu den Spalten des Gitters?*

Aus  $x_{\max.} = m \cdot d$  folgt, daß im Nullpunkt des Abszissen-systems, welches der Gleichung

$$J_{n+1} = (n+1) + 2 \sum_{K=0}^{K=n-1} (K+1) \cos [n-K] \beta]$$

grunde liegt, ein Maximum zu beobachten sein wird. Dieser Nullpunkt ist aber für ein Gitter mit gerader Spaltzahl identisch mit dem als Mittelpunkt der Beugungserscheinung be-



zeichneten Punkt  $P_0$ ; für ein Gitter mit ungerader Spaltzahl dagegen ist er von diesem um die Strecke  $d/2$  entfernt, da für letzteres die Intensitätsgleichung erst durch die Transformation  $x = (x' - d/2)$  in die obige Gestalt gebracht werden konnte. Vergegenwärtigt man sich nun die Lage des Punktes  $P_1$  für jede der beiden genannten Gitterarten, so kommt man zu dem Schluß, daß die Hauptmaxima der  $F_1$ -Ebene stets den Mitten der Gitterstege gegenüber liegen.

*Lassen sich auch in den durch  $(-a)$  bestimmten Ebenen Beugungserscheinungen beobachten?*

Setzt man  $a$  gleich einer negativen Größe, so gelangt man zu Ebenen, deren Abstand  $a$  vom Beugungsschirm negativ ist, d. h. zu solchen Ebenen, die zwischen Gitter und Lichtquelle liegen. Auch hier werden sich mit Hilfe eines Mikroskopes Beugungserscheinungen nachweisen lassen. Da dieselben aber nur dadurch zustande kommen können, daß Strahlen interferieren, die von den Gitterspalten divergent ausgehen, so kann es sich im Bereiche dieser Ebenen nur um virtuelle<sup>1)</sup> Beugungsbilder handeln. Nach Aussehen und Streifenabstand dürfen diese virtuellen Bilder vor dem Gitter sich von den in gleichem Abstände hinter demselben zu beobachtenden reellen Erscheinungsformen in keiner Weise unterscheiden; denn die Intensitätsgleichung nimmt für  $\pm a$  die gleichen Werte an. Man kann also sagen: Vor und hinter dem Beugungsschirm müssen in gleichem Abstände von diesem dem Aussehen nach gleiche Bilder zu beobachten sein.

*Welches Aussehen werden bei großer Strichzahl die Beugungsbilder in den Abständen  $a = 2f_1, 3f_1, 4f_1 \dots$  vom Gitter haben?*

Diese Frage läßt sich im Anschluß an die vorstehenden Resultate leicht erledigen. Es ist festgestellt, daß in der Entfernung  $f_1$  ein Beugungsbild erzeugt wird, das dem mikroskopischen Gitterbild bei genügender Feinheit der Spalten und hinreichend großer Spaltzahl bis zum Verwechseln ähnlich sieht, und das wie dieses eine ebene Wellenfläche bildet. Daraus folgt aber, daß man für die  $F_1$ -Ebene genau dieselben

1) Über virtuelle Beugungsbilder vgl. E. Verdet, p. 292.

Betrachtungen wiederholen kann, welche der Gitterebene galten, daß also namentlich in einem Abstand  $f_1$  von ihr (oder  $2f_1$  vom Gitter) eine Ebene existieren muß mit derselben Lichtverteilung, die auch sie besitzt, und daß zwischen dieser Ebene und der  $F_1$ -Ebene sich alle Streifensysteme in der gleichen Folge wiederholen werden wie zwischen  $F_1$ -Ebene und Gitter. Bringt man diese Schlußweise beliebig oft in Anwendung, so gelangt man zu dem Ergebnis, daß in allen jenen Parallelebenen zum Gitter, deren Abstände von diesem ein ganzzahliges Vielfaches der Größe  $d^2/\lambda$  sind, Streifensysteme zu beobachten sein müssen mit der Streifenbreite  $d$ , wenn die Strichzahl hinreichend groß angenommen wird.

Dieses Resultat muß sich natürlich auch aus der allgemeinen Intensitätsformel (4) gewinnen lassen. Da es für das Aussehen des Beugungsbildes bei sehr großer Strichzahl — und eine solche ist ja vorausgesetzt — durchaus unwesentlich ist, ob sie gerade oder ungerade angenommen wird, so kann man nach Belieben hierüber verfügen.

Es sei nun 1.:

$$a = 2f_1 = 2 \frac{d^2}{\lambda},$$

$[n+1]$  gerade und sehr groß.

Alsdann ist

$$\alpha = \frac{\pi d^2}{a \lambda} = \frac{\pi}{2}.$$

Trägt man  $\alpha = \pi/2$  in die Formel (4) ein und berücksichtigt nur diejenigen Glieder unter dem Summationszeichen, deren Koeffizienten größer als 1 sind — für die übrigen Glieder sind die Koeffizienten gleich  $\pm 1$  — so erhält man für die Intensität einen angenäherten Wert, welcher  $J'_{n+1}$  heißen möge, und welcher lautet

$$J'_{n+1} = (n+1) + 2\{-(n-1)\cos 2\beta + (n-3)\cos 4\beta \\ - (n-5)\cos 6\beta + \dots \pm 2\cos(n-1)\beta\},$$

wobei das letzte Glied in der geschweiften Klammer das obere Vorzeichen erhält, wenn  $(n-1)/2$  gerade und das untere, wenn  $(n-1)/2$  ungerade ist.

Durch die Transformation

$$x = x' - \frac{d}{2}$$

geht die letzte Gleichung über in

$$J'_{n+1} = (n+1) + 2\{(n-1)\cos 2\beta' + (n-3)\cos 4\beta' + (n-5)\cos 6\beta' + \dots + 2\cos(n-1)\beta'\},$$

wenn man

$$\frac{2\pi d x'}{a\lambda} = \beta',$$

setzt.

Führt man nun noch die Abkürzung  $2\beta' = B$  ein, so erhält man nach einigen Umformungen

$$J'_{n+1} = 2 \frac{\sin^2 \left[ \frac{n+1}{2} \cdot \frac{B_1}{2} \right]}{\sin^2 \frac{B_1}{2}}.$$

Das ist derselbe Ausdruck, wie er oben bereits diskutiert worden ist. Der Ort seiner Hauptmaxima ist gegeben durch die Gleichung

$$m\pi = \frac{B_1}{2}.$$

Daher ist

$$m\pi = \frac{2\beta'}{2} = \frac{2\alpha x'}{d} = \frac{\pi x'}{d}.$$

Infolgedessen wird

$$x'_{\max.} = m \cdot d,$$

d. h. die Entfernung zweier benachbarter Hauptmaxima ist  $d$ , genau wie in der  $F_1$ -Ebene.

Es ist nun noch nachzuweisen, daß der resultierende Beitrag der vernachlässigten Glieder, deren Koeffizienten gleich  $\pm 1$  sind, zur Feststellung der Streifenbreite nicht in Betracht gezogen zu werden braucht, da seine Maxima gegenüber den großen Intensitätswerten der Hauptmaxima im Mikroskop nicht erkennbar sein können. Der Gesamtbeitrag dieser vernachlässigten Glieder — er möge mit  $J''_{n+1}$  bezeichnet werden — ist  $J''_{n+1} = \pm 2(\cos \beta - \cos 3\beta + \cos 5\beta - \cos 7\beta + \dots + \cos n\beta)$ , wobei das Pluszeichen gilt, wenn  $(n+1)/2$  ungerade, und das Minuszeichen, wenn  $(n+1)/2$  gerade ist. Durch die Transformation

$$x = x' - \frac{d}{2},$$

geht die letzte Gleichung über in

$$J''_{n+1} = \pm 2(\sin \beta' + \sin 3\beta' + \sin 5\beta' + \sin 7\beta' + \dots + \sin n\beta').$$

Wendet man auf die in der runden Klammer eingeschlossenen Glieder die Summationsformel

$$\sin u + \sin(u + v) + \sin(u + 2v) + \dots \\ + \sin(u + mv) = \frac{\sin(m+1)\frac{1}{2}v}{\sin\frac{1}{2}v} \sin\left(u + \frac{m}{2}v\right)$$

an, so erhält man

$$J''_{n+1} = \pm 2 \frac{\sin^2 \frac{n+1}{2} \beta'}{\sin \beta'} = \sin \beta' \cdot J'_{n+1}.$$

Daraus folgt, daß die Summe der vernachlässigten Glieder da, wo die Hauptmaxima von  $J'_{n+1}$  liegen (für  $\beta' = m\pi$ ), den Wert Null hat, an dazwischen liegenden Stellen aber keine Werte erreicht, die größer wären als die hier nur kleinen und zu vernachlässigenden Werte von  $J'_{n+1}$ .

Es sei 2.:

$$a = 3f_1 = 3 \frac{d^2}{k},$$

$(n+1)$  gerade, sehr groß und ein Vielfaches der Zahl 3.

Es wird

$$\alpha = \frac{\pi d^2}{a k} = \frac{\pi}{3}.$$

Trägt man  $\alpha = \pi/3$  in die Intensitätsformel ein und berücksichtigt wiederum nur die Glieder unter dem Summationszeichen, deren Koeffizienten größer als 1 sind — die dazwischen liegenden Glieder haben die Koeffizienten  $\pm 1$  — so erhält man für den Näherungswert  $J'_{n+1}$ :

$$J'_{n+1} = (n+1) + 2\{(n-2)\cos 3\beta + (n-5)\cos 6\beta \\ + (n-8)\cos 9\beta + \dots + 3\cos(n-2)\beta\}.$$

Setzt man zur Abkürzung  $3\beta = B_2$  und bringt den Faktor 3, welcher in jedem Koeffizienten enthalten ist, vor die geschweifte Klammer, so erhält man

$$J'_{n+1} = 3 \frac{\sin^2 \left[ \frac{n+1}{3} \cdot \frac{B_2}{2} \right]}{\sin^2 \frac{B_2}{2}}.$$

Der Ort der Hauptmaxima des letzten Ausdruckes ist gegeben durch die Gleichung

$$m\pi = \frac{B_2}{2}.$$

Folglich ist

$$m\pi = \frac{3\beta}{2} = \frac{3\alpha x}{d} = \frac{\pi x}{d}.$$

Daher wird  $x_{\max.} = md$ , d. h. die Entfernung zweier benachbarter Hauptmaxima ist  $d$ , ebenso wie in der  $F_1$ -Ebene und in der  $2F_1$ -Ebene.

Genau dieselben Betrachtungen lassen sich nun für  $a = 4f_1$ ,  $5f_1$ ,  $6f_1 \dots$  mit ganz dem gleichen Ergebnis wiederholen. Ein einziger Unterschied wird darin bestehen, daß für  $a = 4f_1$ ,  $6f_1$ ,  $8f_1 \dots$  Transformationen von der Form  $x = x' - d/2$  nötig sind. Diese Transformationen aber sagen aus, daß von je zwei aufeinander folgenden Ebenen mit maximaler Streifenbreite die hellen Streifen der einen den dunklen Streifen der anderen gegenüber liegen und umgekehrt. Es darf nun nicht übersehen werden, daß die Vernachlässigungen, welche man begehen müßte, um die letzteren Resultate aus der allgemeinen Intensitätsformel folgern zu können, allmählich wachsen müssen, da die Zahl der vernachlässigten Glieder immer größer wird. Die Folge davon wird eine mit dem Abstand vom Beugungsschirm langsam zunehmende Unschärfe der Streifensysteme sein. Das einzige Bild, das an diesem Übelstand nicht leidet, liegt im Abstand  $a = f_1$ . Hier ist die Stelle schärfster Interferenz.

Wie sehen vermutlich die Streifensysteme in den Entfernungen  $a = rf_1/s$  (wobei  $r, s$  relative Primzahlen sein sollen) aus?

Aus  $a = (r/s)f_1$  folgt  $\alpha = s\pi/r$ . Trägt man  $\alpha = s\pi/r$  in die Intensitätsformel (4) ein, so kommt man unter der Annahme, daß  $(n+1)$  ein gerades Vielfaches von  $r$  sei, auf die schon erörterte Weise zu einem Näherungswert für die Intensität  $J'_{n+1}$ , welcher lautet

$$J'_{n+1} = r \frac{\sin^2 \left[ \frac{n+1}{r} \cdot \frac{B_{r-1}}{2} \right]}{\sin^2 \left[ \frac{B_{r-1}}{2} \right]},$$

wobei  $B_{r-1}$  eine Abkürzung für  $r\beta$  sein soll.

Den Ort der Hauptmaxima dieses Ausdruckes findet man wieder aus der Beziehung

$$\frac{B_{r-1}}{2} = m\pi.$$

Folglich erhält man

$$\frac{r\beta}{2} = \frac{r \cdot 2\alpha x}{2d} = m\pi.$$

Daraus folgt

$$\frac{sx}{d} = m.$$

Endlich ist

$$x_{\max.} = m \frac{d}{s},$$

d. h. die Streifenbreite in der Entfernung  $a = rf_1/s$  ist  $d/s$ , also vollkommen unabhängig von der Größe  $r$ .

Wie liegen die Maxima des im Abstände  $a = rf_1/s$  befindlichen Beugungsbildes zu den Spalten des Gitters?

Verfolgt man die letzten Entwicklungen in allen ihren Einzelheiten, so findet man, daß stets dann und nur dann, wenn  $r$  eine gerade Zahl bedeutet, eine Transformation der Art  $x = x' - d/2$  nötig ist, um die Intensitätsformel in die charakteristische Form

$$J'_{n+1} = r \frac{\sin^2 \left[ \frac{n+1}{r} \frac{B_{r-1}}{2} \right]}{\sin^2 \left[ \frac{B_{r-1}}{2} \right]}$$

überführen zu können. Berücksichtigt man ferner, daß der Ausdruck

$$\frac{\sin^2 \left[ \frac{n+1}{r} \frac{B_{r-1}}{2} \right]}{\sin^2 \left[ \frac{B_{r-1}}{2} \right]}$$

für die Abszissen  $0, \pm d, \pm 2d \dots$  stets Maxima liefert, so folgt:

1. Ist  $r$  ungerade, so liegt jeder Stegmitte ein Maximum gegenüber und die übrigen Maxima folgen in Abständen gleich  $d/s$ .

2. Ist  $r$  gerade, so liegt jedem Spalt ein Maximum gegenüber und die übrigen Maxima folgen in Abständen gleich  $d/s$ .

Zusammenfassend läßt sich nun sagen:

Wird ein Strichgitter von kohärenten, homogenen Parallelstrahlen senkrecht getroffen, so verlangt die Rechnung bei großer Strichzahl in den Abständen

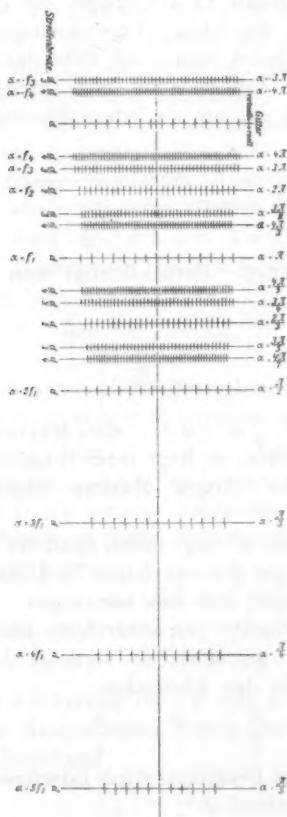
$$\frac{d^3}{\lambda}, \quad 2 \frac{d^3}{\lambda}, \quad 3 \frac{d^3}{\lambda} \dots$$

vor und hinter dem Beugungsschirm Interferenzbilder mit dem gleichen Streifenabstand  $d$ .

In allen Zwischenlagen ist der Streifenabstand kleiner und zwar ist er:

$\frac{d}{2}$	in den Entfernungen	$\frac{d^2}{2\lambda}$	$\frac{3d^2}{2\lambda}$	$\frac{5d^2}{2\lambda}$	$\dots$
$\frac{d}{3}$	" "	$\frac{d^2}{3\lambda}$	$\frac{2d^2}{3\lambda}$	$\frac{4d^2}{3\lambda}$	$\frac{5d^2}{3\lambda}, \dots$
$\frac{d}{4}$	" "	$\frac{d^2}{4\lambda}$	$\frac{3d^2}{4\lambda}$	$\frac{5d^2}{4\lambda}$	$\frac{7d^2}{4\lambda}, \dots$
$\frac{d}{5}$	" "	$\frac{d^2}{5\lambda}$	$\frac{2d^2}{5\lambda}$	$\frac{3d^2}{5\lambda}$	$\frac{4d^2}{5\lambda}, \frac{6d^2}{5\lambda}, \dots$

vom Gitter





Die vorstehende Skizze soll die Aufeinanderfolge dieser einzelnen Streifensysteme schematisch zur Darstellung bringen. Um die Übersichtlichkeit nicht leiden zu lassen, ist nur bis zu einer Streifenbreite gleich  $d/4$  gezeichnet worden.

### Versuchsergebnisse.

Die Versuche wurden angestellt mit rotem, gelbem, grünem und blauem Licht. Die benutzten beiden Gitter hatten eine Gitterkonstante von  $\frac{1}{4}$  mm bzw.  $\frac{1}{3}$  mm, und die Stege waren reichlich 4 bzw. 7 mal so breit als die Striche. Bei der Beobachtung wurde das Mikroskop zunächst auf die Gitterebene selbst eingestellt. Von dieser Einstellung aus wurde es dem beugenden Schirm genähert bzw. von ihm entfernt und die jedesmalige Verschiebung sowie der in Betracht kommende Streifenabstand genau festgestellt.

Tabelle 1.

$d = \frac{1}{4}$  mm;  $\lambda = 0,000671$  mm (rote Lithiumlinie).

Abstand des Streifensystems von der Gitterebene in mm					Abstand zweier benach- barter Streifen im System
berechnet		beobachtet (Mittelwerte)	Unterschied		
aus	zu		in mm	in Proz.	
$2 d^2/\lambda$	186,3	185,5	-0,8	-0,4	$d$
$7/4$ „	163,0	162,6	-0,4	-0,3	$d/4$
$5/3$ „	155,2	155,0	-0,2	-0,1	$d/3$
$3/2$ „	139,7	139,3	-0,4	-0,3	$d/2$
$4/3$ „	124,1	124,3	+0,2	+0,2	$d/3$
$5/4$ „	116,4	116,0	-0,4	-0,4	$d/4$
1 „	93,1	92,9	-0,2	-0,2	$d$
$3/4$ „	69,9	69,8	-0,1	-0,1	$d/4$
$2/3$ „	62,1	61,9	-0,2	-0,3	$d/3$
$1/2$ „	46,6	46,8	+0,2	+0,4	$d/2$
$1/3$ „	31,0	31,1	+0,1	+0,3	$d/3$
$1/4$ „	23,3	23,3	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/4$
$-1/4$ „	-23,3	-23,1	+0,2	+0,9	$d/4$
$-1/3$ „	-31,0	-31,1	-0,1	-0,3	$d/3$

Tabelle 2.

 $d = \frac{1}{4}$  mm;  $\lambda = 0,000578$  mm (gelbe Quecksilberlinie).

Abstand des Streifensystems von der Gitterebene in mm					Abstand zweier benach- barter Streifen im System
berechnet		beobachtet (Mittelwerte)	Unterschied		
aus	zu		in mm	in Proz.	
$2 d^2/\lambda$	216,3	216,1	-0,2	-0,1	$d$
$7/4$ "	189,2	189,0	-0,2	-0,1	$d/4$
$5/3$ "	180,2	180,0	-0,2	-0,1	$d/3$
$3/2$ "	162,2	162,1	-0,1	-0,1	$d/2$
$4/3$ "	144,2	144,0	-0,2	-0,1	$d/3$
$5/4$ "	135,1	135,1	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/4$
1 "	108,1	108,1	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d$
$3/4$ "	81,1	81,1	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/4$
$2/3$ "	72,1	72,2	+0,1	+0,1	$d/3$
$1/2$ "	54,1	54,2	+0,1	+0,2	$d/2$
$1/3$ "	36,0	36,0	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/3$
$1/4$ "	27,0	27,1	+0,1	+0,4	$d/4$
$-1/4$ "	-27,0	-27,0	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/4$
$-1/3$ "	-36,0	-36,1	-0,1	-0,3	$d/3$

Tabelle 3.

 $d = \frac{1}{4}$  mm;  $\lambda = 0,000546$  mm (grüne Quecksilberlinie).

Abstand des Streifensystems von der Gitterebene in mm					Abstand zweier benach- barter Streifen im System
berechnet		beobachtet (Mittelwerte)	Unterschied		
aus	zu		in mm	in Proz.	
2 $d^2/\lambda$	229,0	228,6	-0,4	-0,2	d
7/4 „	200,4	200,0	-0,4	-0,2	d/4
5/3 „	190,9	190,6	-0,3	-0,15	d/3
3/2 „	171,7	171,5	-0,2	-0,1	d/2
4/3 „	152,7	152,8	+0,1	+0,06	d/3
5/4 „	143,1	142,9	-0,2	-0,14	d/4
1 „	114,5	114,4	-0,1	-0,1	d
3/4 „	85,9	85,8	-0,1	-0,12	d/4
2/3 „	76,4	76,3	-0,1	-0,13	d/3
1/2 „	57,2	57,3	+0,1	+0,17	d/2
1/3 „	38,2	38,2	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	d/3
1/4 „	28,6	28,6	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	d/4
-1/4 „	-28,6	-28,7	-0,1	-0,35	d/4
-1/3 „	-38,2	-38,2	0,0	0,0	d/2

Tabelle 4.

 $d = \frac{1}{4}$  mm;  $\lambda = 0,000461$  mm (blaue Strontiumlinie).

Abstand des Streifensystems von der Gitterebene in mm					Abstand zweier benach- barter Streifen im System
berechnet		beobachtet (Mittelwerte)	Unterschied		
aus	zu		in mm	in Proz.	
$2 d^2/\lambda$	271,2	270,2	-1,0	-0,4	$d$
$7/4$ "	237,3	236,5	-0,8	-0,3	$d/4$
$5/3$ "	226,0	225,0	-1,0	-0,4	$d/3$
$3/2$ "	203,4	204,0	+0,6	+0,3	$d/2$
$4/3$ "	180,8	181,5	+0,7	+0,4	$d/3$
$5/4$ "	169,5	168,5	-1,0	-0,6	$d/4$
1 "	135,6	135,8	+0,2	+0,1	$d$
$3/4$ "	101,7	101,4	-0,3	-0,3	$d/4$
$2/3$ "	90,4	90,0	-0,4	-0,4	$d/3$
$1/2$ "	67,8	67,5	-0,3	-0,4	$d/2$
$1/3$ "	45,2	45,3	+0,1	+0,2	$d/3$
$1/4$ "	33,9	33,8	-0,1	-0,3	$d/4$
$-1/4$ "	-33,9	-33,7	+0,2	+0,6	$d/4$

Tabelle 5.

 $d = \frac{1}{3}$  mm;  $\lambda = 0,000671$  mm (rote Lithiumlinie).

Abstand des Streifensystems von der Gitterebene in mm					Abstand zweier benach- barter Streifen im System
berechnet		beobachtet (Mittelwerte)	Unterschied		
aus	zu		in mm	in Proz.	
$2 d^2/\lambda$	331,2	330,3	-0,9	-0,3	$d$
$7/4$ "	289,8	289,2	-0,6	-0,2	$d/4$
$5/3$ "	276,0	276,1	+0,1	$\pm 0,0$	$d/3$
$3/2$ "	248,4	248,0	-0,4	-0,2	$d/2$
$4/3$ "	220,8	220,4	-0,4	-0,2	$d/3$
$5/4$ "	207,0	206,5	-0,5	-0,2	$d/4$
1 "	165,6	165,6	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d$
$3/4$ "	124,2	123,9	-0,3	-0,2	$d/4$
$2/3$ "	110,4	110,1	-0,3	-0,3	$d/3$
$1/2$ "	82,8	82,6	-0,2	-0,2	$d/2$
$1/3$ "	55,2	55,2	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/3$
$1/4$ "	41,4	41,5	+0,1	+0,2	$d/4$

Tabelle 6.

 $d = \frac{1}{3}$  mm;  $\lambda = 0,000578$  mm (gelbe Quecksilberlinie).

Abstand des Streifensystems von der Gitterebene in mm					Abstand zweier benach- barter Streifen im System
berechnet		beobachtet (Mittelwerte)	Unterschied		
aus	zu		in mm	in Proz.	
$2 d^2/\lambda$	384,5	384,1	- 0,4	- 0,1	$d$
$7/4$ "	386,4	386,1	- 0,3	- 0,1	$d/4$
$5/3$ "	320,4	320,2	- 0,2	- 0,1	$d/3$
$3/2$ "	288,4	288,0	- 0,4	- 0,1	$d/2$
$4/3$ "	256,3	256,1	- 0,2	- 0,1	$d/3$
$5/4$ "	240,3	240,0	- 0,3	- 0,1	$d/4$
1 "	192,2	192,2	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d$
$3/4$ "	144,1	144,2	+ 0,1	+ 0,1	$d/4$
$2/3$ "	128,2	128,4	+ 0,2	+ 0,2	$d/3$
$1/2$ "	96,1	96,1	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/2$
$1/3$ "	64,1	64,1	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/3$
$1/4$ "	48,1	48,1	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/4$

Tabelle 7.

 $d = \frac{1}{3}$  mm;  $\lambda = 0,000546$  mm (grüne Quecksilberlinie).

Abstand des Streifensystems von der Gitterebene in mm					Abstand zweier benach- barter Streifen im System
berechnet		beobachtet (Mittelwerte)	Unterschied		
aus	zu		in mm	in Proz.	
$2 d^2/\lambda$	407,0	406,5	-0,5	-0,1	$d$
$7/4$ "	356,1	356,0	-0,1	-0,0	$d/4$
$5/3$ "	339,2	338,8	-0,4	-0,1	$d/3$
$3/2$ "	305,3	305,1	-0,2	-0,1	$d/2$
$4/3$ "	271,3	271,1	-0,2	-0,1	$d/3$
$5/4$ "	254,4	254,1	-0,3	-0,1	$d/4$
1 "	203,5	203,6	+0,1	+0,0	$d$
$3/4$ "	152,6	152,5	-0,1	-0,1	$d/4$
$2/3$ "	135,7	135,6	-0,1	-0,1	$d/3$
$1/2$ "	101,8	101,8	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/2$
$1/3$ "	67,8	67,7	-0,1	-0,2	$d/3$
$1/4$ "	50,9	50,9	$\pm 0,0$	$\pm 0,0$	$d/4$

Tabelle 8.

 $d = \frac{1}{3}$  mm;  $\lambda = 0,000461$  mm (blaue Strontiumlinie).

Abstand des Streifensystems von der Gitterebene in mm					Abstand zweier benachbarter Streifen im System
berechnet		beobachtet (Mittelwerte)	Unterschied		
aus	zu		in mm	in ‰	
2 $d^2/\lambda$	482,0	480,9	- 1,1	- 0,2	$d$
7/4 "	421,8	420,9	- 0,9	- 0,2	$d/4$
5/3 "	401,7	401,1	- 0,6	- 0,2	$d/3$
3/2 "	361,5	362,3	+ 0,8	+ 0,2	$d/2$
4/3 "	321,3	320,0	- 1,3	- 0,4	$d/3$
5/4 "	301,3	300,5	- 0,8	- 0,3	$d/4$
1 "	241,0	240,7	- 0,3	- 0,1	$d$
3/4 "	180,8	180,6	- 0,2	- 0,1	$d/4$
2/3 "	160,7	160,2	- 0,5	- 0,3	$d/3$
1/2 "	120,5	120,6	+ 0,1	+ 0,1	$d/2$
1/3 "	80,3	80,2	- 0,1	- 0,1	$d/3$
1/4 "	60,3	60,1	- 0,2	- 0,3	$d/4$

In allen acht Tabellen zeigt sich eine recht gute Übereinstimmung zwischen den beobachteten und errechneten Werten. Außer den in den Tabellen verzeichneten Streifensystemen waren noch andere vorhanden, die aber unmöglich alle gemessen werden konnten, da namentlich bei großer Gitterkonstante und sehr schmalen Spalten die Zahl derselben beträchtlich ist. Das Aussehen der Streifenbilder ist in der Hauptsache<sup>1)</sup> so, wie es die Rechnung verlangt. Die schärfsten und hellsten Erscheinungen liegen in den Abständen  $d^2/\lambda$ ,  $d^2/2\lambda \dots d^2/m\lambda$  vom Gitter. Wird die Entfernung vom Beugungsschirm größer, so werden die Bilder allmählich blasser und verwaschener und die hellen Streifen nehmen an Breite zu. Handelt es sich um ein Gitter mit nur wenigen Spalten, so lassen sich in dem Abstand  $d^2/\lambda$  deutlich die früher erwähnten sekundären Maxima unterscheiden, ein Zeichen dafür, daß auch

1) Die weiter oben aus theoretischen Betrachtungen gefolgerte Konstanz des Breitenverhältnisses der dunklen und hellen Streifen in allen Abständen vom Gitter hat der Versuch nicht bestätigt. Vgl. hierüber die Bemerkungen auf p. 1026.

in diesem Fall sich Rechnung und Beobachtung in Übereinstimmung befinden.

#### Versuche mit weißem Licht.

Wenn man an Stelle des monochromatischen Lichtes weißes Licht benutzt, im übrigen aber die Versuchsanordnung ungeändert läßt, so zeigt das Beugungsbild in allen Abständen vom beugenden Schirm Streifen von außerordentlicher von Ort zu Ort wechselnder Farbenpracht. Dieselben kommen zustande durch Übereinanderlagerung der durch die einfachen Farben, aus denen das weiße Licht besteht, hervorgebrachten Streifensysteme. Wie alle diese Streifensysteme an irgend einer Stelle im einzelnen aussehen, läßt sich durch folgende einfache Anordnung leicht sichtbar machen. Zwischen Beobachtungsmikroskop und Gitter bringt man eine Blende, welche nur einen feinen Spalt freiläßt, derart an, daß ihre Ebene der Gitterebene parallel ist und ihr Spalt die Gitterstriche senkrecht kreuzt. Alsdann nähert man das Mikroskop so lange, bis man in ihm den Spalt deutlich sieht. Ersetzt man darauf das Okular des Mikroskopes durch ein kleines Spektroskop, so wird man bei geeigneter Orientierung desselben in der Ebene der Blende die den verschiedenen Wellenlängen entsprechenden Streifenbilder getrennt übereinander liegend wahrnehmen. Zur leichteren Handhabung der beschriebenen Einrichtung empfiehlt es sich, die Blende in dem durch die Objektweite des Mikroskopes gegebenen Abstände fest mit dem Mikroskop zu verbinden und an allen Bewegungen des letzteren teilnehmen zu lassen. Das Aussehen der Beugungserscheinung, welche die neue Anordnung liefert, läßt sich auf Grund der vorausgegangenen Entwicklungen im wesentlichen angeben. Der Ausdruck (4) stellt, solange  $\alpha$  konstant bleibt, dieselbe Funktion dar. Daraus folgt — und die Versuchsergebnisse bestätigen dies — daß für Strahlen von verschiedener Wellenlänge Streifensysteme mit vollständig gleicher Streifenbreite in solchen Abständen vom Gitter zu erwarten sind, welche sich umgekehrt verhalten, wie die entsprechenden Wellenlängen.

Mithin ist die Aufeinanderfolge der Streifensysteme hinter einem Beugungsschirm für alle Lichtgattungen ganz gleich, nur die Abstände vom Beugungsgitter sind für die verschie-

denen Wellenlängen verschieden und zwar für kurze Wellenlängen größer als für lange. Denkt man sich nun das Mikroskop mit seiner neuen Einrichtung in unmittelbare Nähe des Gitters gebracht, so wird man in dem durch das kleine Spektroskop erzeugten spektralen Farbenbände Interferenzstreifen sehen, die im blauen Teil desselben schmal und zahlreich sind und nach dem roten Ende zu allmählich an Breite zu- und infolgedessen an Zahl abnehmen. Vergrößert man langsam den Abstand zwischen Mikroskop und Gitter, so muß ein Wandern der Streifen von rot nach blau zu beobachten sein, während im roten Ende die Streifenbreite — von kleineren Zwischenlagen abgesehen — immer bedeutender wird, bis die maximale Breite  $d$  erreicht ist. Bei weiterer Entfernung des

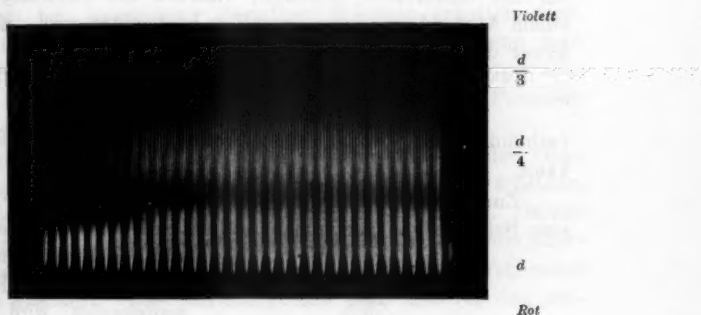


Fig. 2.

Mikroskopes wandert dann der Streifen größter Breite auch durch die ganze Farbenskala und verschwindet im Blau. Fast gleichzeitig taucht im Rot wieder ein neuer Streifen von der Breite  $d$  auf, und das Spiel wiederholt sich aufs neue. Alle diese Angaben werden durch den Versuch aufs beste bestätigt.

Die Fig. 2, welche nach einer photographischen Aufnahme angefertigt wurde, dürfte eine ungefähre Anschauung, wenn auch nicht gerade von dem Aussehen der ganzen Erscheinung, so doch wenigstens von dem Streifenverlauf in einem Teile derselben, liefern. Der Streifen maximaler Breite befand sich im Grün, also ungefähr in der Mitte des Spektrums. Infolge



der vorzüglichen Empfindlichkeit der Platte<sup>1)</sup> gegenüber blauen Strahlen und der geringen Empfindlichkeit gegenüber rotem Licht ist das Streifenbild im Blau sehr vollkommen, im Rot dagegen äußerst mangelhaft ausgebildet. Immerhin ist wohl deutlich erkennbar, daß sich die Streifenzahl mit der Wellenlänge ändert.

**Beugungserscheinungen eines Strichgitters in homogenem divergenten Licht.**

Es möge das Strichgitter von homogenen Strahlen getroffen werden, welche von einer den Gitterstrichen parallelen Lichtlinie ausgehen. Dieselbe soll sich in einem Abstände  $b$  vor der Gitterebene befinden, während das Streifensystem in einem Abstände  $a$  hinter derselben beobachtet wird. Es sollen ferner die Größen  $a$  und  $b$  durch die Gleichung

$$(I) \quad a = q b$$

verbunden sein, wobei  $q$  jede beliebige reelle Zahl bedeuten kann.

Zur Ebene der Fig. 3 ist — wie zur Ebene der Fig. 1 — eine Schnittebene genommen, welche auf der Gitterebene und

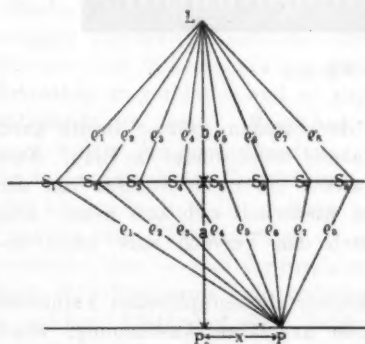


Fig. 3.

den Gitterstrichen senkrecht steht. Die Bezeichnungsweise wird keiner weiteren Erklärung bedürfen.

Setzt man:

$$\varrho_1 + \varrho'_1 = r_1,$$

$$\varrho_2 + \varrho'_2 = r_2,$$

$$\varrho_3 + \varrho'_3 = r_3,$$

$$\dots \dots \dots$$

so lassen sich die Einzel-  
erregungen, welche der  
Punkt  $P$  unter Annahme  
von  $(n+1)$  Gitterstrichen

1) Es war eine farbenempfindliche Perutzplatte.

von seiten des Punktes  $L$  erfährt, in folgender Weise schreiben:

$$s_1 = \frac{1}{r_1} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_1}{\lambda} \right),$$

$$s_2 = \frac{1}{r_2} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_2}{\lambda} \right),$$

$$s_3 = \frac{1}{r_3} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_3}{\lambda} \right),$$

$$s_{n+1} = \frac{1}{r_{n+1}} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r_{n+1}}{\lambda} \right).$$

Genau dieselben Ausdrücke waren früher für die im Punkt  $P$  interferierenden Einzelschwingungen aufgestellt worden. Die weitere Rechnung führte dann unter Berücksichtigung dieser Ausdrücke zu Gleichung (1), welche auch im vorliegenden Fall bei Anwendung derselben Schlüsse erhalten wird. Diese Gleichung läßt sich nun noch vereinfachen, wenn man ähnlich, wie in den Gleichungen (2a) und (2b) die Ausdrücke für  $r_1, r_2, r_3 \dots r_{n+1}$  unter Vernachlässigung höherer Potenzen der gegen  $a$  und  $b$  kleinen Glieder entwickelt.

Man erhält dann Gleichungen, welche sich von den Gleichungsformen für Parallelstrahlen nur dadurch unterscheiden, daß überall an die Stelle von  $\alpha$  nunmehr  $(q+1)\alpha$  tritt. Daraus folgt, daß alle früheren Entwicklungen an dieser Stelle übernommen werden können, wenn man sie in entsprechender Weise abändert. Das Schlußergebnis muß also für den vorliegenden Fall lauten

$$(4a) J_{n+1} = (n+1) + 2 \sum_{K=0}^{K=n-1} \frac{\sin [(K+1)(n-K)(q+1)\alpha]}{\sin [(n-K)(q+1)\alpha]} \cos [(n-K)\beta].$$

Der Ausdruck (4) charakterisierte nun ein besonders scharfes Streifensystem, wenn  $\alpha = h\pi$  war, wobei  $h$  eine beliebige ganze Zahl bedeutete. Dasselbe muß für den Ausdruck (4a) der Fall sein, wenn die Bedingung erfüllt ist

$$(II) \quad (q+1)\alpha = h\pi,$$

wobei  $h$  ebenfalls eine beliebige ganze Zahl bezeichnet.

Aus der letzten Bedingungsgleichung folgt, wenn man für  $\alpha$  seinen Wert aus (3) substituiert,

$$(III) \quad (q+1) \frac{\pi d^2}{a\lambda} = h\pi$$

oder

$$(IV) \quad (q+1) \frac{d^2}{h\lambda} = a.$$

Laut früherer Festsetzung ist

$$\frac{d^2}{\lambda} = f_1, \quad \frac{d^2}{2\lambda} = f_2, \dots, \frac{d^2}{k\lambda} = f_k \dots$$

Unter Berücksichtigung dieser Bezeichnungsweise geht (IV) über in

$$(V) \quad (q+1)f_k = a,$$

und diese Gleichung ergibt in Verbindung mit (I) nach Elimination von  $q$

$$(VI) \quad \left(\frac{a}{b} + 1\right)f_k = a$$

oder

$$(VII) \quad \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f_k}.$$

Gleichung (VII) hat genau die Form der Bildgleichung einer Linse und mithin die Größe  $f_k$  für das Gitter die Bedeutung einer Brennweite, die aber zum Unterschied von der Linsenbrennweite eine Reihe von Werten anzunehmen vermag.

Um die Streifenbreite eines Systems, das sich in einem Abstand  $a^1)$  hinter dem Beugungsschirm befindet, rechnerisch zu bestimmen, fragt man zweckmäßig nach dem Ort der Hauptmaxima in diesem Abstand. Dieser Ort ist gegeben durch die Gleichung

$$\frac{\beta}{2} = m\pi,$$

aus welcher folgt:

$$x_{\max.} = m \frac{a\lambda}{d}.$$

Bezeichnet man nun den Ort der Hauptmaxima im Abstände  $f_k$  hinter einem von Parallelstrahlen getroffenen Gitter mit  $X_{\max.}$  und den Ort der Hauptmaxima in dem entsprechenden Abstände  $a$  hinter einem von divergentem Licht getroffenen Gitter — die Lichtlinie liege in der Entfernung  $b$  vor dem beugendem Schirm — mit  $x_{\max.}$ , so folgt aus

$$X_{\max.} = m \frac{d}{h} \quad \text{und} \quad x_{\max.} = m \frac{a\lambda}{d}$$

1) Dieser Abstand  $a$  ist nicht beliebig, sondern muß der Gleichung (VII) genügen; denn es handelt sich doch um scharfe Streifenbilder.

die neue Beziehung

$$(VIII) \quad \frac{x_{\max.}}{X_{\max.}} = a \frac{h\lambda}{d^2} = \frac{a}{f_h} = \frac{b}{b - f_h}.$$

Zur experimentellen Prüfung der Gleichungen (VII) und (VIII) wurde die Lichtlinie  $L$  in einen beliebig gewählten Abstand  $b$  vor das Gitter gebracht und die Abstände sowie Streifenbreiten der den verschiedenen Brennweiten  $f_h$  entsprechenden Beugungsbilder hinter dem Beugungsschirm durch Messung und Rechnung festgestellt.

Tabelle 9.

$d = \frac{1}{4}$  mm,  $\lambda = 0,000546$  mm (grüne Quecksilberlinie).

Abstand der Lichtlinie von dem Gitter in mm $b$ (gegeben)	Brennweite $f_h$ (gegeben)	Abstand des Streifensystems vom Gitter in mm; $a$			Abstand zweier benachbarter Streifen im System
		ber.	beob. (Mittelwerte)	Unterschied in mm   in %	
229,0 = $2 f_1$	114,5 = $f_1$	229,0	228,5	-0,5   -0,2	2 $d$
" " "	57,2 = $f_2$	76,3	76,2	-0,1   -0,1	2 $d/3$
" " "	38,2 = $f_3$	45,8	45,4	-0,4   -0,9	2 $d/5$
" " "	28,6 = $f_4$	32,7	32,4	-0,3   -0,9	2 $d/7$
114,5 = $f_1$	114,5 = $f_1$	$\infty$	$\infty$	0   0	—
" " "	57,2 = $f_2$	114,5	114,0	-0,5   -0,5	$d$
" " "	38,2 = $f_3$	57,2	57,3	+0,1   +0,2	$d/2$
" " "	28,6 = $f_4$	38,2	38,0	-0,2   -0,6	$d/3$

Tabelle 10.

$d = \frac{1}{3}$  mm,  $\lambda = 0,000546$  mm (grüne Quecksilberlinie).

Abstand der Lichtlinie von dem Gitter in mm $b$ (gegeben)	Brennweite $f_h$ (gegeben)	Abstand des Streifensystems vom Gitter in mm; $a$			Abstand zweier benachbarter Streifen im System
		ber.	beob. (Mittelwerte)	Unterschied in mm   in %	
407,0 = $2 f_1$	203,5 = $f_1$	407,0	405,5	-1,5   -0,4	2 $d$
" " "	101,8 = $f_2$	135,7	134,9	-0,8   -0,6	2 $d/3$
" " "	67,8 = $f_3$	81,4	81,2	-0,2   -0,3	2 $d/5$
" " "	50,9 = $f_4$	58,1	57,8	-0,3   -0,5	2 $d/7$
203,5 = $f_1$	203,5 = $f_1$	$\infty$	$\infty$	0   0	—
" " "	101,8 = $f_2$	203,5	202,7	-0,8   -0,4	$d$
" " "	67,8 = $f_3$	101,8	101,3	-0,5   -0,5	$d/2$
" " "	50,9 = $f_4$	38,2	38,0	-0,2   -0,6	$d/3$

## Bemerkungen über die Erscheinungen an Streifengittern.

Der Versuch, eine allgemeine Theorie der Streifengitter zu entwickeln, soll hier nicht gemacht werden. Aber gewisse Erscheinungen der Streifengitter lassen sich auf Grund der hier behandelten Theorie der Strichgitter einfach erklären. Denkt man sich alle Spalte des Streifengitters in eine größere, für alle gleiche Anzahl schmaler Streifen zerlegt, deren Breite der Spaltbreite des Strichgitters nahezu gleichkommt, so werden sämtliche erste Streifen aller Spalte, ebenso sämtliche zweiten Streifen, desgleichen sämtliche dritten Streifen usw. für sich allein betrachtet, ein Strichgitter repräsentieren und infolgedessen im Abstände  $d^2/\lambda$  ein Streifen-system erzeugen. Sämtliche Strichgitter, in die das Streifengitter auf diese Weise zerlegt wird, müssen daher in ihrer Gesamtheit im Abstände  $d^2/\lambda$  ein Streifenbild hervorbringen, dessen Maxima so breit wie die Spalten des Streifengitters sind und in einer Entfernung aufeinander folgen, die gleich der Gitterkonstante ist.

Zu dem gleichen Ergebnis führt diese Betrachtung für die Interferenzbilder in den Abständen  $2(d^2/\lambda)$ ,  $3(d^2/\lambda)$ , ... Mithin gibt es auch im Beugungsbild eines Streifengitters Streifensysteme mit der Streifenbreite  $d$ . Dieselben haben in ihrem Aussehen die größte Ähnlichkeit mit dem geometrischen Abbild des Gitters, und liegen in denselben Parallelebenen zum Beugungsschirm, in denen sich die entsprechenden Interferenzbilder eines Strichgitters, das die gleiche Gitterkonstante besitzt, befinden.

Mit Hilfe dieser Überlegungen lassen sich auch die Erscheinungen in den Abständen  $d^2/2\lambda$ ,  $d^2/3\lambda$  ... vom Gitter erklären. Dieselben besitzen ebenfalls Maxima, die so breit wie die Gitterspalten sind. Die Entfernung zweier benachbarter Maxima in diesen Ebenen ist aber  $d/2$ ,  $d/3$  ... Daraus folgt, daß die Minima fortwährend an Breite abnehmen, je mehr man sich dem Beugungsschirm nähert. Diese Betrachtungen sind aber nur so lange durchzuführen, als der Abstand der Maxima größer als die Spaltbreite ist. Es möge nun in dem benutzten Gitter sich Stegbreite zu Spaltbreite verhalten

wie  $(\rho-1):1$ , oder die Gitterkonstante das  $\rho$  fache der Spaltbreite sein, wo  $\rho$  eine ganze Zahl ist. Alsdann wird im Abstand  $d^2/\rho\lambda$  von der Gitterebene sowohl die Breite eines Maximums als auch die Entfernung zweier benachbarter Maxima gleich  $d/\rho$  sein. Man sollte daher in der  $F_c$ -Ebene ein Beugungsbild ohne Dunkelstreifen erwarten. Merkwürdigerweise beobachtet man aber in dieser Ebene ein Interferenzstreifensystem, bestehend aus breiten Maxima, die durch feine dunkle Linien getrennt sind. Dieses Streifenbild ist das erste, welches abweichender Natur ist. (Vgl. hiermit die früheren Ausführungen über die Bedeutung der  $F_c$ -Ebene.) Dieses letzte Ergebnis wurde an einem Gitter 1:1 und an einem Gitter 2:1 geprüft und bestätigt gefunden.

Die untersuchten Strichgitter haben zwar sehr enge Spalten gehabt, aber sie sind im Grunde doch auch Streifengitter. Daher gilt für sie der aus der Theorie idealer Strichgitter gefolgerte Satz nicht, daß das Verhältnis der Breite der Maxima zur Breite der Minima konstant sein muß. In der Tat bestätigte die Beobachtung auch an ihnen, daß die Breite der Maxima konstant blieb, das Breitenverhältnis der Minima und Maxima also mit dem Abnehmen des Abstandes der Maxima abnahm.

Vergleich der vorliegenden Untersuchung mit der Arbeit  
von Hrn. Winkelmann.

Es möge mir zum Schluß gestattet sein, die Beziehung der vorliegenden Arbeit zu der des Hrn. Winkelmann kurz zu erörtern.

Beide Untersuchungen haben zunächst eine gemeinsame Grundlage; dieselbe besteht in den in verschiedenen Abständen vom Gitter erzeugten Streifenbildern. Während aber Herr Winkelmann die zu diesen Abständen in bezug auf die Objektivlinse eines Fernrohres konjugierten Längen bzw. die Differenzen zwischen diesen Längen und der Objektivbrennweite mißt, habe ich die Abstände selbst zum Gegenstand meiner Messungen gemacht. Im vorletzten Paragraphen seiner Arbeit hat allerdings Hr. Winkelmann auch ohne Anwendung eines Fernrohrobjektivs Beobachtungen angestellt,

aber nach dieser Methode nur zwei Arten von Streifenbildern gemessen.

Der andere Ausgangspunkt bei Hrn. Winkelmann führt auch zu einer anderen Form der theoretischen Entwicklungen, die das Endresultat nicht in so direkter und einfacher Form hervortreten lassen. In den Ausdrücken<sup>1)</sup> für die Lage des Streifensystems und für die Streifenbreite kommen bei Hrn. Winkelmann zwei unbestimmte Größen  $p$  und  $q$  vor, für die er durch Probieren ganzzahlige Werte so einsetzt, daß jene Formeln die Beobachtungen richtig darstellen. Für die Bedeutung dieser Größen ergibt sich aus meinen Ableitungen folgendes:

Um Verwechslungen zu vermeiden, will ich die lateinischen Buchstaben, die Hr. Winkelmann benutzt, durch die entsprechenden deutschen ersetzen. Dann lauten jene beiden Ausdrücke

$$(9) \quad \eta = \frac{q \mathfrak{A} b}{p a - q b};$$

$$(10a) \quad \varepsilon = \frac{a b}{p a - q b}.$$

Dabei ist

- $\eta$  der Abstand des Streifensystems vom hinteren Brennpunkt der Objektivlinse,
- $\mathfrak{A}$  die Brennweite der Objektivlinse,
- $a$  die Gitterkonstante,
- $b$  die Streifenbreite in der Brennebene,
- $\varepsilon$  die Streifenbreite in dem betrachteten Streifensystem,
- $p$  und  $q$  die beiden erwähnten unbestimmten Größen, von denen weiter nichts ausgesagt wird, als daß sie ganze Zahlen sein müssen.

Wie bereits festgestellt wurde, befinden sich die Streifensysteme, welche Hr. Winkelmann maß, und diejenigen, welche meinen Messungen zugrunde lagen, in konjugierten Ebenen, bezogen auf die Objektivlinse des Fernrohres. Sucht man daher zu der Länge  $\mathfrak{A} + \eta$  die konjugierte Länge, welche  $\varepsilon$  heißen möge, und zu der Streifenbreite  $b$  die Streifenbreite in

1) Vgl. A. Winkelmann, Ann. d. Phys. 27. p. 914 u. 915. 1908.



der konjugierten Ebene, welche  $\varepsilon'$  heißen möge, so sind  $\delta$  und  $\varepsilon'$  nichts anderes als die von mir gemessenen und berechneten Größen. Unter Berücksichtigung von

$$b = \frac{\mathfrak{M} \lambda}{a}$$

findet man nach geringen Umformungen aus (9) und (10a)

$$\delta = \frac{p}{q} \frac{a^2}{\lambda} \quad \text{und} \quad \varepsilon' = \frac{a}{q}.$$

Multipliziert man die erstere der beiden letzten Gleichungen mit  $\pi$ , so erhält man

$$\delta \pi = \frac{p}{q} \frac{a^2}{\lambda} \pi$$

und daraus

$$\frac{q}{p} \pi = \frac{\pi}{\delta} \frac{a^2}{\lambda},$$

oder in meiner Bezeichnungsweise

$$\alpha = \frac{s}{r} \pi = \frac{\pi}{a} \frac{d^2}{\lambda}.$$

Es entspricht also  $q$  der von mir mit  $s$  und  $p$  der von mir mit  $r$  bezeichneten Größe.

Über die Grenzen, innerhalb deren sich die Zahlen  $p$  und  $q$  bewegen, ergibt sich folgendes:

$\alpha$  kann wachsen von Null bis zu sehr großen Werten. Daraus würde folgen, daß das Gebiet der Größe  $q$  die Reihe der ganzen Zahlen von Null bis zu sehr großen Werten sei. Soll jedoch das zu beobachtende Beugungsbild gleichmäßige Streifen aufweisen, so darf  $\alpha$  nachgewiesenermaßen höchstens gleich

$$\left[ \frac{d}{2\gamma} - 1 \right] \pi$$

sein, wobei  $d$  und  $\gamma$  die frühere Bedeutung besitzen und durch die eckige Klammer ausgedrückt sein soll, daß nur der größte in ihr enthaltene ganzzahlige Wert gemeint ist. Demnach ist die obere Grenze für die Zahl  $q$  der Wert

$$\left[ \frac{d}{2\gamma} - 1 \right],$$

d. h. mit anderen Worten,  $q$  ist bei konstantem  $d$  abhängig von der Spaltbreite. Prüfen wir das gewonnene Ergebnis an dem Beobachtungsmaterial von Hrn. Winkelmann. Der größte Wert von  $q$  ist nach seiner Angabe 3. Die Gitterkonstante seines benutzten Gitters beträgt 2,1 mm und die Spaltbreite  $= 2\gamma = 0,5$  mm. Daher wird

$$\left[ \frac{2,1}{0,5} - 1 \right] = 3.$$

Für  $p$  ist die untere Grenze offenbar die Zahl 1, während sich der größte zulässige Wert nicht zahlenmäßig angeben läßt; anscheinend hängt letzterer von der Spaltzahl ab. Wie weiter oben bereits ausgesprochen wurde, ist die Streifenbreite nur von  $s$  — das ist aber  $q$  — abhängig, dagegen vollkommen unabhängig von  $r$  — das ist  $p$ .

Ganz abgesehen aber von der einfacheren Formulierung, welche die Erscheinungen bei dem von mir gewählten Ausgangspunkte erfahren, gibt die vorliegende Arbeit eine wesentlich ausführlichere Diskussion des ganzen Problems und berührt eine Reihe von Punkten — Änderung der Erscheinung beim Übergang von parallelem zu divergentem Licht, Aussehen der Erscheinung bei Anwendung weißen Lichtes, Einfluß der Spaltbreite u. a. m. — die von Hrn. Winkelmann noch nicht behandelt worden sind.

#### Zusammenfassung.

Die Hauptergebnisse der vorliegenden Arbeit lassen sich in folgender Weise zusammenfassen:

Wird ein Gitter von kohärenten Parallelstrahlen monochromatischen Lichtes senkrecht getroffen, so beobachtet man vor und hinter der Gitterebene in gleichem Abstand von ihr dem Aussehen nach gleiche Bilder. Die Aufeinanderfolge der verschiedenen Interferenzbilder ist für alle Wellenlängen dieselbe, ihre Entfernung von dem Beugungsschirm dagegen nicht; diese steht in umgekehrtem Verhältnis zur Wellenlänge.

Die Streifenbreite ist in den verschiedenen Abständen verschieden; ihren größten Wert erreicht sie in denjenigen

Parallelebenen zum Gitter, deren Abstände von ihm ein ganzzahliges Vielfaches der Größe  $d^2/\lambda$  sind; in diesen Ebenen ist sie gleich der Gitterkonstante  $d$ ; in allen übrigen Ebenen ist sie gleich einem Bruchteil derselben.

Bei hinreichend großer Spaltzahl weisen die Beugungsbilder in den genannten Parallelebenen, abgesehen von seitlichen Unregelmäßigkeiten, in ihrem Aussehen die größte Ähnlichkeit mit dem geometrischen Bild des jeweilig benutzten Gitters auf.

(Eingegangen 28. Juli 1910.)

9. *Beiträge*  
*zur Kenntnis der Reflexion des Lichtes*  
*an einer dünnen Metallschicht;*  
*von Constantin Stătescu.*

(Auszug aus der Göttinger Inaugural-Dissertation.)

Einleitung.

Die Untersuchung des optischen Verhaltens allerdünnster metallischer Schichten bietet besonders deshalb ein Interesse, weil sie eine Aussicht auf die Feststellung eröffnet, ob derartig dünne Schichten eine andere Konstitution besitzen als dickere Schichten bzw. massive Stücke. Im Hinblick auf solche Ziele empfahl mir Hr. Prof. W. Voigt speziell die Bestimmung der Haupteinfallswinkel und der Hauptazimute bei dünnsten Metallschichten, die elektrolytisch auf polierten Flächen eines anderen Metalles niedergeschlagen waren.

Diese Anordnung hat zwei prinzipielle Vorteile. Einmal erhalten die Formeln, durch die sich die beiden Hauptwinkel aus den Konstanten der beiden in Betracht kommenden Metalle berechnen, durch eine häufig zulässige Annäherung überaus einfache und zur Berechnung bequeme Formen; sodann gestattet die gesamte zur Herstellung einer metallischen Schicht aufgewendete Strommenge die Berechnung der Dicke der Schicht.

Allerdings wird der letztere Vorteil durch die bekannten bei der Elektrolyse mit schwachen Spannungen eintretenden Sekundärwirkungen einigermaßen eingeschränkt, und es gelingt nur *theilweise*, jene Wirkungen durch geeignete Kunstgriffe unmerklich zu machen. Aber da alle Sekundärwirkungen den übereinstimmenden Effekt haben, die aus dem Elektrolyten abgeschiedene Menge zu *vermindern*, so gibt dieangedeutete Berechnung doch eine recht zuverlässige *obere Grenze* für die Dicke der Schicht, und eine solche ist bereits für die Diskussion der Beobachtungen von erheblichem Wert.

Bezüglich der erhaltenen Resultate soll schon hier bemerkt werden, daß sich infolge der Schwierigkeiten bei der Herstellung der dünnen Metallschichten die Genauigkeit der Beobachtungen nicht sehr hoch hat steigern lassen. Die erhaltenen Zahlen sind mit den Aussagen der Theorie in befriedigender Übereinstimmung und geben vorerst noch keine Hinweise auf Singularitäten in der Struktur der benutzten Schichten. Immerhin dürften die von mir gemachten Erfahrungen bei einer Weiterführung der Untersuchung sich nützlich erweisen. Für eine solche wird es sich in erster Linie darum handeln, die Methode der elektrolytischen Abscheidung von Metallschichten so zu verbessern, daß noch dünnere Schichten als ich sie benutzt habe, in genau bekannten Dicken herstellbar werden.

# I. Die benutzten Formeln.

## § 1. Berechnung von $n$ und $\kappa$ für die einfachen Metalle.

Um  $n$ , Brechungsindex und  $\kappa$ , Absorptionsindex zu bekommen, wurden die strengen Formeln unter Benutzung der von Otto Wiener<sup>1)</sup> gegebenen Umformung angewandt:

$$\kappa^2 = \frac{\operatorname{tg}(\beta + \alpha) \operatorname{tg}(\beta - \alpha)}{2}$$

und

$$n^2 = \frac{1}{2\kappa} \operatorname{tg}^2 \bar{\varphi} \sin^2 \bar{\varphi} \sin 4 \bar{\vartheta},$$

wo  $\bar{\varphi}$  der Haupteinfallswinkel und  $\bar{\vartheta}$  das Hauptazimut.  $\alpha$  und  $\beta$  sind bestimmt durch die Relationen:

$$\sin 2\alpha = \sin 2\bar{\varphi} \sin 2\bar{\vartheta},$$

$$\sin \beta = \sin \bar{\varphi} \sin 2\bar{\vartheta}.$$

## § 2. Angenäherte Formeln für dünne Schichten.

Die Formeln für die Reflexion des Lichtes an einer dünnen Schicht eines Metalles, das auf einem anderen Metalle niedergeschlagen ist, sind außerordentlich kompliziert und im allgemeinen zu Folgerungen schwer zu benutzen, selbst wenn

1) O. Wiener, Abh. d. K. Ges. d. Wiss. zu Leipzig 30. p. 499. 1903.

man die zuerst von Drude eingeführte Annahme zuläßt, daß für beide Metalle 1 und 2 die Brechungsindizes  $n_h$  und die Absorptionsindizes  $x_h$  solche Werte besitzen, daß  $n_h^2(1+x_h^2)$  groß gegen Eins ist.

Prof. W. Voigt<sup>1)</sup> hat gefunden, daß diese Formeln sich durch einen Kunstgriff außerordentlich vereinfachen lassen, so daß sie für die Berechnung wenig unbequemer sind als die für Reflexion an einem einfachen Metallspiegel gültigen; auf letztere Formeln gelangt man von den für eine Metallschicht geltenden auf die einfachste Weise, indem man die Schichtdicke unendlich werden läßt. Insbesondere werden die für die Anwendungen wohl wichtigsten Gesetze, welche den Haupteinfallswinkel  $\bar{\varphi}$  und das Hauptazimut  $\bar{\vartheta}$  definieren, überraschend einfach.

Nach diesen Voigtschen Ausführungen gelten, gleichviel, ob es sich um durchsichtige oder absorbierende isotrope Körper, ob um parallel oder normal zur Einfallsebene polarisierte Wellen handelt, die Formeln:

$$\frac{\alpha^4}{r^2} = \operatorname{tg}^2 \bar{\varphi} \sin^2 \bar{\varphi} = \frac{n_1^4(1+x_1^2)^2(\mathfrak{E}-c)^2 - 4n_1^2x_1\mathfrak{S}s}{n_1^2(1+x_1^2)(\mathfrak{E}^2-c^2)}.$$

In der Regel wird die Annäherung genügen, bei der das letzte Glied des Zählers vernachlässigt wird. Hier folgt dann einfach

$$\frac{\alpha^4}{r^2} = \operatorname{tg}^2 \bar{\varphi} \sin^2 \bar{\varphi} = n_1^2(1+x_1^2) \frac{\mathfrak{E}-c}{\mathfrak{E}+c}.$$

Das ist also die Formel, die uns *angenähert* den Haupteinfallswinkel einer Schicht gibt.

Für das Hauptazimut ergibt sich:

$$\cos 2\bar{\vartheta} = \frac{\mathfrak{S} + x_1 s}{\sqrt{(1+x_1^2)(\mathfrak{E}^2-c^2)}}.$$

Es mag noch an die Bedeutung der  $\mathfrak{E}$ ,  $\mathfrak{S}$ ,  $c$ ,  $s$  erinnert werden, die in diesen Endformeln auftreten.

$$2L = 2(L_1 + iL_2) = \frac{4\pi i l n_1}{\lambda} (1 - ix_1),$$

wo  $l$  die Dicke,  $\lambda$  die Wellenlänge bedeutet.

$$e^{2K} = e^{2(K_1 + iK_2)} = \frac{n_1(1-ix_1) - n_2(1-ix_2)}{n_1(1-ix_1) + n_2(1-ix_2)}.$$

1) W. Voigt, Gött. Nachr. 25. Juli 1908.

Dies ergibt:

$$2 L_1 = \frac{4 \pi l n_1 x_1}{\lambda}, \quad 2 L_2 = \frac{4 \pi l n_1}{\lambda},$$

$$e^{4 K_1} = \frac{(n_1 - n_2)^2 + (n_1 x_1 - n_2 x_2)^2}{(n_1 + n_2)^2 + (n_1 x_1 + n_2 x_2)^2},$$

$$\operatorname{tg} 2 K_2 = \frac{2 n_1 n_2 (x_2 - x_1)}{n_1^2 (1 + x_1^2) - n_2^2 (1 + x_2^2)}.$$

Hiermit sind die Definitionen zu verknüpfen:

$$D_1 = L_1 - K_1, \quad D_2 = L_2 - K_2,$$

$$\mathfrak{C} \operatorname{of} 2 D_1 = \mathfrak{C}, \quad \mathfrak{S} \operatorname{in} 2 D_1 = \mathfrak{S},$$

$$\cos 2 D_2 = c, \quad \sin 2 D_2 = s,$$

was zur Benutzung der Formeln erforderlich ist.

Die vorstehenden Entwicklungen setzen voraus, daß  $n_1^2(1+x_1^2)$  und  $n_2^2(1+x_2^2)$  groß neben Eins sind.

Leider trifft diese Annahme gerade bei den Metallen, welche den elektrolytischen Niederschlag am besten gestatten, meist nicht zu. Es war daher notwendig, auch die *strengen* Formeln für die Reflexion an einer dünnen Metallschicht heranzuziehen. Insbesondere war auch zu untersuchen, wie groß die Abweichungen zwischen den Aussagen der strengen und der angenäherten Formeln in den bei den Beobachtungen vorliegenden Fällen sind.

### § 3. Strenge Formeln.

Die strengen Formeln sind zur Berechnung des Haupt-einfallswinkels kaum anwendbar.

Prof. Voigt hat deshalb die folgenden Formeln gegeben, mit welchen man für die beobachteten  $\bar{\varphi}$  die zugehörigen  $\delta$  und  $\bar{\delta}$  berechnen kann.

Er geht aus von der reflektierten komplexen Amplitude

$$\mathfrak{R} = \mathfrak{C} \frac{r + r' e_1^{-2}}{1 + r r' e_1^{-2}}$$

und setzt

$$r = i \operatorname{tg} \Phi = i \operatorname{tg} (\Phi' + i \Phi''),$$

$$r' e_1^{-2} = i \operatorname{tg} \varphi = i \operatorname{tg} (\varphi' + i \varphi'').$$

$r$  ist ein komplexer Schwächungskoeffizient, also sein Modul kleiner als Eins, und diese Substitution ist erlaubt, wenn man

zeigen kann, daß dadurch kein Widerspruch mit der Beziehung

$$-1 < \Re \Phi'' < +1$$

eintritt.

Zu diesem Zwecke entwickelt man den Ausdruck für  $r$

$$r = i \operatorname{tg}(\Phi' + i \Phi'') = \frac{i \operatorname{tg} \Phi' - \Re \Phi''}{1 - i \operatorname{tg} \Phi' \Re \Phi''};$$

führt man dann die Abkürzungen ein

$$\operatorname{tg} \Phi' = t, \quad \Re \Phi'' = \Re,$$

so ist

$$r = \frac{it - \Re}{1 - it\Re},$$

d. h. ein komplexer Ausdruck von der Form

$$\frac{a + ib}{c + id},$$

dessen Modulquadrat

$$|r|^2 = \frac{a^2 + b^2}{c^2 + d^2}$$

ist. Also soll in unserem Falle die Gleichung

$$|r|^2 = \frac{t^2 + \Re^2}{1 + t^2 \Re^2} < 1$$

erfüllt sein können.

Diese Ungleichung ergibt

$$t^2 + \Re^2 < 1 + t^2 \Re^2,$$

d. h.

$$t^2 < 1.$$

Dies ist zulässig, weil die trigonometrische Tangente alle Werte annehmen kann.

$r' e_1^{-2}$  enthält noch eine Exponentialfunktion, deren Modul kleiner als Eins ist; es entspricht also gleichfalls der nötigen Anforderung.

Benutzt man diese Bezeichnungen, so wird

$$\Re = \mathbb{E} \cdot i \cdot \frac{\operatorname{tg} \Phi + \operatorname{tg} \varphi}{1 - \operatorname{tg} \varphi \operatorname{tg} \Phi} = i \mathbb{E} \operatorname{tg}(\varphi + \Phi),$$

oder kurz

$$= i \mathbb{E} \operatorname{tg} \Theta = i \mathbb{E} \operatorname{tg}(\Theta' + i \Theta''),$$

wo

$$\Theta' = \varphi' + \Phi', \quad \Theta'' = \varphi'' + \Phi''$$

ist.



Bildet man nun die komplexen Amplituden parallel und normal zur Einfallsebene, und setzt

$$\frac{R_s}{E_s} = i \operatorname{tg} \Theta_s = i \operatorname{tg} (\Theta_s' + i \Theta_s'') = \operatorname{tg} \vartheta_s e^{i \delta_s} = \frac{i t_s - \mathfrak{I}_s}{1 - i t_s \mathfrak{I}_s},$$

$$\frac{R_p}{E_p} = \operatorname{tg} \vartheta_p e^{i \delta_p} = \frac{i t_p - \mathfrak{I}_p}{1 - i t_p \mathfrak{I}_p},$$

wobei abgekürzt ist

$$\operatorname{tg} \Theta_s' = t_s \quad \text{und} \quad \mathfrak{I} \operatorname{tg} \Theta_s'' = \mathfrak{I}_s,$$

$$\operatorname{tg} \Theta_p' = t_p \quad ,, \quad \mathfrak{I} \operatorname{tg} \Theta_p'' = \mathfrak{I}_p,$$

so ergeben sich für die beiden Wellen die bekannten reellen Beziehungen

$$\operatorname{tg}^2 \vartheta_s = \frac{t_s^2 + \mathfrak{I}_s^2}{1 + t_s^2 \mathfrak{I}_s^2}, \quad \operatorname{tg}^2 \vartheta_p = \frac{t_p^2 + \mathfrak{I}_p^2}{1 + t_p^2 \mathfrak{I}_p^2},$$

$$\operatorname{tg} \delta_s = - \frac{t_s (1 - \mathfrak{I}_s^2)}{\mathfrak{I}_s (1 + t_s^2)}, \quad \operatorname{tg} \delta_p = - \frac{t_p (1 - \mathfrak{I}_p^2)}{\mathfrak{I}_p (1 + t_p^2)},$$

d. h.

$$\operatorname{tg} \delta_s = - \frac{\sin 2 \Theta_s'}{\mathfrak{I} \sin 2 \Theta_s''}, \quad \operatorname{tg} \delta_p = - \frac{\sin 2 \Theta_p'}{\mathfrak{I} \sin 2 \Theta_p''}.$$

Es gilt dann schließlich für das Azimut und die Verzögerung

$$\operatorname{tg} \vartheta = \operatorname{tg} \vartheta_s / \operatorname{tg} \vartheta_p, \quad \delta = \delta_s - \delta_p.$$

Um  $\vartheta$  und  $\delta$  zu berechnen, hat man hiernach die folgenden Größen zu bilden.

1. Berechnung von  $c_1$  und  $c_2$ .

$$c_h^2 = 1 - \frac{\alpha^2}{n_h^2} = 1 - \frac{\alpha^2 (1 - x_h^2)}{n_h^2 (1 + x_h^2)^2} - 2 i \frac{x_h \alpha^2}{n_h^2 (1 + x_h^2)^2}.$$

Setzt man  $c_h^2 = p - i q$ , so ist

$$c_h = \frac{\sqrt{V p^2 + q^2 + p}}{\sqrt{2}} - i \frac{\sqrt{V p^2 + q^2 - p}}{\sqrt{2}} = c_h' - i c_h''.$$

Statt so zu operieren, kann man auch den Ausdruck für  $c_h$  nach dem binomischen Lehrsatz entwickeln und erhält dann

$$c_h = 1 - \frac{\alpha^2 (1 - x_h^2)}{2 n_h^2 (1 + x_h^2)^2} - \alpha^4 \frac{1 + x_h^4 - 6 x_h^2}{8 n_h^4 (1 + x_h^2)^4} - i \left[ \alpha^2 \frac{x_h}{n_h^2 (1 + x_h^2)^2} + \alpha^4 \frac{x_h (1 - x_h^2)}{2 n_h^4 (1 + x_h^2)^4} \right] = c_h' - i c_h''.$$

2. Berechnung von  $A$ ,  $B$ ,  $C$ ,  $D$  in den Formeln

$$r_s = \frac{A_s - i B_s}{C_s - i D_s}, \quad r_p = \frac{A_p - i B_p}{C_p - i D_p}.$$

Es ist

$$r_s = \frac{(n_1 - i k_1) \gamma - (c_1' - i c_1'')}{(n_1 - i k_1) \gamma + (c_1' - i c_1'')},$$

also

$$A_s = n_1 \gamma - c_1', \quad B_s = k_1 \gamma - c_1'',$$

$$C_s = n_1 \gamma + c_1', \quad D_s = k_1 \gamma + c_1''.$$

Ferner ist

$$r_p = \frac{\gamma - (n_1 - i k_1) (c_1' - i c_1'')}{\gamma + (n_1 - i k_1) (c_1' - i c_1'')},$$

also

$$A_p = \gamma - (n_1 c_1' - k_1 c_1''), \quad B_p = -(k_1 c_1' + n_1 c_1''),$$

$$C_p = \gamma + (n_1 c_1' - k_1 c_1''), \quad D_p = +(k_1 c_1' + n_1 c_1'').$$

### 3. Berechnung von $\Phi'$ und $\Phi''$ aus der Formel

$$\frac{A - i B}{C - i D} = i \operatorname{tg} (\Phi' + i \Phi'') = \frac{i \operatorname{tg} \Phi' - \operatorname{tg} \Phi''}{1 - i \operatorname{tg} \Phi' \operatorname{tg} \Phi''}.$$

Kürzt man ab

$$\frac{A^2 - B^2 + D^2 - C^2}{A B - C D} = 2 Q,$$

und

$$-Q + \sqrt{Q^2 + 1} = P,$$

so ist

$$\operatorname{tg} \Phi' = \frac{A P - B}{C + D P}, \quad -\operatorname{tg} \Phi'' = \frac{A + B P}{C + D P}.$$

Dies ist sowohl für  $A_s, B_s, C_s, D_s$  als für  $A_p, B_p, C_p, D_p$  auszuführen.

### 4. Es ist ferner

$$c_1^{-2} = e^{-2(L + i L'')} = c_1 - i e_2,$$

wobei

$$L' = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_1 c_1'' + k_1 c_1'), \quad L'' = \frac{2\pi l}{\lambda} (n_1 c_1' - k_1 c_1''),$$

und somit

$$e_1 = e^{-2L'} \cos 2L'', \quad e_2 = e^{-2L'} \sin 2L''.$$

### 5. Sei

$$r_s' c_1^{-2} = \frac{a_s - i b_s}{c_s - i d_s}, \quad r_p' c_1^{-2} = \frac{a_p - i b_p}{c_p - i d_p},$$

worin die  $a, b, c, d$  zu berechnen sind.

Es ist

$$r_s' = \frac{f_s - i g_s}{c_s - i d_s}, \quad \left. \begin{matrix} f_s \\ c_s \end{matrix} \right\} = (n_2 c_1' - k_2 c_1'') \mp (n_1 c_2' - k_2 c_2''),$$

$$\left. \begin{matrix} g_s \\ d_s \end{matrix} \right\} = (k_2 c_1' + n_2 c_1'') \mp (k_1 c_2' + n_1 c_2''),$$

$$r_p' = \frac{f_p - i g_p}{c_p - i d_p}, \quad \left. \begin{matrix} f_p \\ c_p \end{matrix} \right\} = (n_1 c_1' - k_1 c_1'') \mp (n_2 c_2' - k_2 c_2''),$$

$$\left. \begin{matrix} g_p \\ d_p \end{matrix} \right\} = (k_1 c_1' + n_1 c_1'') \mp (k_2 c_2' - n_2 c_2''),$$

$$r_{\epsilon_1}^{-2} = \frac{(f - i g)(e_1 - i e_2)}{c - i d} = \frac{(f e_1 - g e_2) - i(g e_1 + f e_2)}{c - i d},$$

also

$$a = f e_1 - g e_2, \quad b = g e_1 + f e_2.$$

6. Berechnung von  $\varphi'$  und  $\varphi''$  aus

$$\frac{a - i b}{c - i d} = i(\operatorname{tg}(\varphi' + i\varphi'')) = \frac{i \operatorname{tg} \varphi' - \Im \varphi''}{1 - i \operatorname{tg} \varphi' \Im \varphi''}.$$

Setzt man ebenso wie früher

$$\frac{a^2 - b^2 + d^2 - c^2}{a b - c d} = 2 q,$$

und

$$-q + \sqrt{q^2 + 1} = p,$$

so ist

$$\operatorname{tg} \varphi' = \frac{a p - b}{c + d p}, \quad -\Im \varphi'' = \frac{a + b p}{c + d p}.$$

7. Endlich ist

$$\varphi' + \Psi' = \Theta', \quad \varphi'' + \Psi'' = \Theta''.$$

#### § 4. Vergleichung der strengen und der angenäherten Formeln.

Die Berechnungen sind von mir in dem Falle dünner Kupferschichten auf Eisen ausgeführt, ein Fall, der ein Interesse hat, weil der Wert von  $n^2(1 + \kappa^2)$  für das Kupfer ziemlich klein, nämlich nur etwa 4,6 ist.

Die Konstanten  $n_2$  und  $\kappa_2$  für Eisen wurden an derselben Platte beobachtet, auf der nachher das Kupfer niedergeschlagen wurde. Sie fanden sich zu

$$n_2 = 2,182, \quad n_2 \kappa_2 = 2,716,$$

$$\kappa_2 = 1,245, \quad n_2^2(1 + \kappa_2^2) = 12,36.$$

Die Konstanten  $n_1$  und  $\kappa_1$  für Kupfer wurden an dem elektrolytisch niedergeschlagenen Kupfer bestimmt, als die Schicht eine solche Dicke erreicht hatte, daß sie sicher undurchsichtig war. Ihr Wert ergab sich zu

$$\begin{aligned} n_1 &= 0,7597, & n_1 \kappa_1 &= 2,005, \\ \kappa_1 &= 2,639, & n_1^2(1 + \kappa_1^2) &= 4,596. \end{aligned}$$

Die Reflexion an einer dünnen Kupferschicht wurde bei vier verschiedenen Dicken untersucht; die so gefundenen Werte der Haupteinfallswinkel und Hauptazimute  $\varphi$  und  $\bar{\vartheta}$  sind in der zweiten und dritten Kolonne der folgenden Tabelle mitgeteilt.

Um die strengen und die angenäherten Formeln untereinander und mit den beobachteten Werten zu vergleichen, sind für einige der bei verschiedenen Schichtdicken  $l$  beobachteten Haupteinfallswinkel, die nach der Theorie ihnen zugehörigen Azimute  $\vartheta$  und Verzögerungen  $\delta$  gemäß den strengen und den angenäherten Formeln berechnet worden. Die nachstehende Tab. 1 gibt die Resultate. Die in der ersten Kolonne enthaltene Dicke  $l$  ist in  $\mu\mu = 10^{-7}$  cm ausgedrückt.

Tabelle 1.

$l$ in $\mu\mu$	$\varphi$ beob.	$\bar{\vartheta}$ beob.	$\vartheta$ streng.	$\vartheta$ ang.	$\delta$ streng.	$\delta$ ang.
110	70°45'	30°22'	32°19'	30°47'	96°10'	94°10'
230	69 40	32 23	34 41	33 32	95 —	92 32
450	68 40	35 38	36 30	34 36	90 8	88 27
700	68 12	36 8	36 35	35 4	89 —	86 47

Die Resultate der Berechnung zeigen, daß selbst bei so kleinen  $n_1^2(1 + \kappa_1^2)$ , wie sie für Kupfer gelten, die angenäherte Formel doch qualitativ den Verlauf der Größen  $\bar{\vartheta}$  und  $\delta$  richtig angibt.

Es sei noch folgendes bemerkt: Wenn die Beobachtungen streng mit den Formeln übereinstimmen, müßten die letzteren  $\delta = 90^\circ$  ergeben. Ein berechneter Wert  $\delta > 90^\circ$  sagt aus, daß die Formeln einen größeren Wert des Haupteinfallswinkels verlangen, als beobachtet und zwar um so größer, je größer sich  $\delta$  findet. Denn  $\delta$  nimmt mit wachsendem Einfallswinkel ab.

Die Tabelle zeigt, daß im Falle eines kleinen  $n_1^2(1 + \kappa_1^2)$  bei gleichen Dicken die strengen Formeln größere Haupteinfallswinkel liefern, als die angenäherten. Analoges kann (da sich in der Nähe des Haupteinfallswinkels die Azimute nur wenig ändern) aus der 4. und 5. Kolonne bezüglich der Hauptazimute geschlossen werden. Wenn also die nach den Formeln berechneten  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\vartheta}$  als Ordinaten zur Dicke  $l$  als Abszisse aufgetragen werden, so liegen die Kurven der strengen Werte *oberhalb* derjenigen der angenäherten.

In einem zweiten Fall (Nickelschichten (1) auf Gold (2)) wo  $n_2^2(1 + \kappa_2^2)$  ziemlich klein ist, wurden dieselben strengen Rechnungen ausgeführt. Die Resultate sind in der folgenden Tabelle enthalten.

Tabelle 2.

$$n_1 = 1,65, \quad n_1 \kappa_1 = 3,25, \quad n_1^2(1 + \kappa_1^2) = 13,30;$$

$$n_2 = 0,296, \quad n_2 \kappa_2 = 2,58, \quad n_2^2(1 + \kappa_2^2) = 6,77.$$

$l$ in $\mu\mu$	$\bar{\varphi}$ beob.	$\bar{\vartheta}$ beob.	$\vartheta$ streng.	$\vartheta$ ang.	$\delta$ streng.	$\delta$ ang.
315	74° 4'	31° 42'	31° 58'	31° 4'	93° 24'	91° 40'
630	74 53	31 37	32 32	31 23	93 43	90 48

In dem Falle, daß  $n_2^2(1 + \kappa_2^2)$  einen kleinen Wert hat, liegen also gleichfalls die durch die strengen Formeln gegebenen Werte  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\vartheta}$  *oberhalb* der von den angenäherten gelieferten.

## II. Die Beobachtungen.

### § 5. Experimentelle Anordnung bei den optischen Messungen.

Für die Beobachtungen war folgende Anordnung getroffen:

Aus dem Licht einer Nernstlampe wurde mit Hilfe eines Monochromators ein angenähert einfarbiger Teil ausgesondert. Die Eichung war mit Hilfe des Heliumspektrums ausgeführt. Für die Beobachtung wurde hauptsächlich die Umgebung der Wellenlänge  $588 \mu\mu$  benutzt. Der angenähert monochromatische Strahl ging dann durch einen Kollimator und einen Nicol.

Das so polarisierte Licht fiel auf die zu untersuchende Metalloberfläche. Die Polarisationssebene war um  $45^\circ$  gegen die Einfallsebene geneigt. Das infolge der Reflexion elliptisch polarisierte Licht wurde durch einen Soleil-Babinet-Kom-

pensator wieder geradlinig gemacht und fiel schließlich durch einen Analysator.

Die Beobachtungen wurden in der Umgebung der Haupteinfallswinkel angestellt, welche sich dann durch Interpolation ermitteln ließen.

Jede Ablesung wurde wenigstens 4 mal wiederholt.

Um die Fehler des Nullpunktes zu eliminieren, wurde die ganze Reihe bei symmetrischer Lage (der Polarisator um  $45^\circ$  nach der entgegengesetzten Seite gedreht) wiederholt und aus den gesamten Werten das Mittel genommen.

Was die Nullpunkte der Nicols anbetrifft, so bestimmte ich dieselben in gewöhnlicher Weise entweder mit Hilfe eines dritten Nicols, oder besser einer planparallelen Platte aus Glimmer oder Kalkspat, die zwischen beide Nicols gebracht wurde.

Der Kompensator wurde für Gelb ( $588 \mu\mu$ ) geeicht.

#### § 6. Herstellung der dünnen Metallschichten.

Die dünnen Schichten wurden auf elektrolytischem Wege hergestellt. Um den für den feinen Niederschlag notwendigen Strom von kleiner Stärke zu erhalten, wurde die Elektrolyse in einem Nebenschluß ausgeführt.

Die Stromstärke im Nebenschluß variierte zwischen 2,5 Milliampere (unterhalb dieser Stromstärke erhält man keinen Niederschlag, weil die Zersetzungsspannung noch nicht erreicht ist) und 30 Milliamp.

Die zur Abscheidung benutzte Zeit variierte zwischen 20 und 100 Sek.

Der Spiegel war in denjenigen Teilen, welche keinen Niederschlag erhalten sollten, isoliert durch Picein, eine Substanz, welche sich für diesen Zweck sehr wertvoll erwies. Unmerklich löslich in Alkohol und Alkali, und so gut wie gar nicht in den Flüssigkeiten der Bäder, dürfte es in der bezüglichen kurzen Zeit keine Änderung der Bäder verursacht haben.

Die Dicke der Metallschichten wurde bis 1000 oder 1500  $\mu\mu$  gesteigert.

Die Metallschichten wurden in dem elektrolytischen Bad auf einen möglichst ebenen und polierten Metallspiegel, der als Kathode diente, niedergeschlagen.

Es  
die dir  
schläge  
ziemlich  
abgesch  
scheide  
I.  
bearbei  
II.  
in Bert  
Za  
verschi  
a)  
b)  
c)  
Es lag  
und b)  
Fetten  
den Ni  
Al  
selbst  
Metallp  
Es  
einem  
fahren  
such w  
Platte  
ein Str  
ließ di  
ganz k  
Hi  
Alkoho  
einfach  
lassen.  
Kriteri  
Nieder  
vollstä

Es ist hier zu unterscheiden zwischen den Niederschlägen die direkt auf den polierten Spiegel abgelagert und den Niederschlägen, die aufgenommen wurden, nachdem vorher eine ziemlich dicke Schicht eines anderen Metalles auf dem Spiegel abgeschieden war. Mit anderen Worten: Es ist zu unterscheiden zwischen:

I. einer metallischen Unterlage, welche durch Poliermittel bearbeitet war, und

II. einer Unterlage, die gar nicht mit fremden Körpern in Berührung gekommen war.

Zahlreiche Vorversuche zeigten, daß Mißerfolge in drei verschiedenen Weisen auftreten:

- a) der Niederschlag kommt überhaupt nicht,
- b) er haftet nicht,
- c) er kommt in angegriffener Form.

Es lag nahe, zu glauben, daß die Ursache der beiden Punkte a) und b) in Verunreinigungen zu suchen ist, — besonders in Fetten — welche an der metallischen Unterlage haften und den Niederschlag verhindern.

Alkohol, Äther, Benzin, verdünnte Kali- und Natronlauge selbst heiß, erwiesen sich unwirksam, diese Fette von den Metallplatten I. wegzunehmen.

Es wurden hierauf andere Mittel<sup>1)</sup> angewandt, die bis zu einem gewissen Grad das Übel beseitigten. Aber dieses Verfahren läßt sich nicht bei allen Metallen benutzen. Der Versuch wurde mit einer Silberplatte angestellt: Es wurde die Platte als Kathode in verdünnte Schwefelsäure gebracht, und ein Strom von 6—10 Volt Spannung hindurchgeschickt. Ich ließ die Entwicklung von  $H$  vor sich gehen bis die Blasen ganz klein wurden, und wartete dann noch längere Zeit.

Hierauf wurde die Platte in ein Bad von gesättigter Alkohol-Natronlösung gebracht, entweder als Kathode, oder einfach ohne Strom, und während 30—60 Minuten darin gelassen. Die so behandelte Platte wurde dann abgespült. Das Kriterium dafür, daß sie nunmehr für die Aufnahme des Niederschlages zubereitet, besteht darin, daß sie vom Wasser vollständig benetzt wird.

1) Von Prof. Cohn vorgeschlagen.

Trotzdem die so behandelte Platte nicht verändert erschien, ließ sich doch feststellen, daß ihre optischen Hauptwinkel etwas andere geworden waren.

Mit vorstehendem soll nicht gesagt sein, daß dieses Verfahren selbst für Silber *unfehlbar* ist: oft war es ungenügend und mußte wiederholt werden, wobei aber zuweilen die Platte verdarb.

Allgemein und trotz aller Vorsichtsmaßregeln gilt: *Je besser die Platten poliert sind, desto schwerer setzt sich ein Niederschlag auf ihnen ab.*

Es zeigte sich, daß andere Platten der Kategorie I unter diesen Bedingungen (schwacher Strom und kurzer Dauer) wenig geeignet sind, eine elektrolytische Abscheidung anzunehmen. Wenn man aber eine solche Platte bei einem etwas stärkeren Strom verwendet unter Vermeidung von Gasentwicklung, kann man einen metallischen Spiegel der Kategorie II (d. h. elektrolytisch) erhalten, welcher den Vorteil bietet, bei seiner Zubereitung nicht mehr mit fremden Körpern in Berührung zu kommen, und welcher meistens, selbst bei Berührung mit Luft, den elektrolytischen Niederschlag ziemlich gut annimmt.

Die optischen Hauptwinkel dieser Spiegel der Kategorie II sind gewöhnlich um 20—80 Minuten verschieden von den optischen Hauptwinkeln, welche Drude an polierten aus massiven Metallstücken hergestellten Spiegeln beobachtete.

Mit solchen Spiegeln als Unterlage habe ich alle anderen Beobachtungen — außer bei Silber — angestellt.

Was den zweiten Punkt (b) anbetrifft (d. h. der Niederschlag haftet nicht), so habe ich, um das festzustellen, die metallische Oberfläche unter Wasser mit einem Wattepfropfen leicht gerieben. Wenn die Metallschicht nicht haftet, so zeigt sich sofort eine leichte Schwarzfärbung der Watte; dann mußten dieselben Operationen wiederholt werden. Übrigens ist dieser Übelstand fast ausgeschlossen bei den Spiegeln der Kategorie II.

Was endlich den dritten Punkt (c) angeht (der Niederschlag erscheint in angegriffener Form), so wird davon bei jedem einzelnen Metall die Rede sein.



Sicher ist folgendes: nicht nur die Zusammensetzung der Bäder, die Stärke und die Zeitdauer des Stromes sind Ursachen der Mißerfolge, solche sind vielmehr noch in anderer Richtung zu suchen.

Man erhält die Dicke der Metallschicht, wenn  $t$  Zeit,  $I$  Stromstärke,  $E$  das elektrochemische Äquivalent,  $M$  die abgeschiedene Menge,  $l$  die Dicke,  $S$  die Oberfläche,  $d$  die Dichte des Metalles ist, aus dem Faradayschen Gesetze gemäß

$$M = l \cdot S \cdot d = E \cdot I \cdot t.$$

### § 7. Kupferschichten.

Für Abscheidung bei schwachen Strömen hat sich von allen Kupferbädern dasjenige mit Alkaligehalt als am günstigsten erwiesen: die Fehlingsche Lösung.

Infolge des Alkaligehaltes haftet die Schicht besser. Die Anode bestand aus Kupfer. Die Entfernung der Elektroden betrug 6—7 cm. Wenn die Zeitdauer des Niederschlages 100—120 Sek. überschreitet, sind die Niederschläge häufig unbrauchbar.

#### 1. Kupferschichten auf Silber.

Eine Platte aus reinem Silber, Dimensionen  $2,37 \times 3,46 = 8,18 \text{ cm}^2$  bildete den Metallspiegel (die Unterlage). Da das Silber ziemlich weich ist, waren die Ränder nicht vollkommen eben und die Oberfläche nicht frei von Kratzern.

Das polierte Silber, wie übrigens jedes polierte Metall, nimmt den elektrolytischen Niederschlag sehr schlecht an, und hier mußte, um die Oberfläche empfänglich zu machen, das oben beschriebene Verfahren angewandt werden. Wie wir sahen, ergaben sich hierbei etwas andere optische Konstanten, und es wurden die auf diese Weise erhaltenen Werte den Berechnungen zugrunde gelegt.

Obschon das Kupfer infolge seiner kleinen Zersetzungsspannung bei dieser geringen Stromstärke die feinsten und mit den Faradayschen Gesetzen am besten übereinstimmenden Niederschläge zu erzeugen vermag (was auch die Er-

fahrung bestätigt), hat es den Nachteil, aus diesen alkalischen Bädern — wahrscheinlich infolge des Alkali — mit anderen Konstanten hervorzugehen, als massiv polierte Stücke sie besitzen. (Man kann wohl vermuten, daß sich eine Natrium-Kupferlegierung bildet.) Aber da ich stets mit Bädern von derselben Zusammensetzung gearbeitet habe, und genau dieselben Operationen zur Erzeugung jeder Schicht wiederholt wurden, darf man wohl annehmen, daß diese Variation der optischen Konstanten für die einzelnen so auf die Platte aufgetragenen Schichten immer denselben Wert hat; und da ich den wechselseitigen Einfluß zweier Metalle suche, so spielen die in ihrem Absolutwert etwas geänderten optischen Konstanten keine allzu entscheidende Rolle.

Im folgenden sind erstens die aus den Beobachtungen abgeleiteten Werte von  $n$  und  $\kappa$  gegeben, welche den Berechnungen von theoretischen Kurven (angenäherten Voigtschen Formeln) gedient haben, daneben die entsprechenden Werte nach Drude.

	Kupfer (1)		Silber (2)	
	beob.	Drude	beob.	Drude
$n$	0,5404	0,64	0,234	0,18
$n \kappa$	2,162	2,62	2,415	3,67
$n^2 (1 + \kappa^2)$	4,964	6,87	11,716	13,40

Die Mittelwerte aus der Beobachtung von  $\varphi$  und  $\bar{\vartheta}$ , die zur Berechnung von  $n$  und  $\kappa$  dienten, sind:

	Kupfer (1)	Silber (2)
$\varphi$	68° 45'	74° 45'
$\bar{\vartheta}$	39 —	43 10

Tab. III enthält die an Kupferschichten auf Silber erhaltenen Werte  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\vartheta}$ , verglichen mit einigen aus den angenäherten Formeln berechneten Werten.

Tabelle III.

Kupfer auf Silber.

l in $\mu\mu$	$\varphi$ Beobachtungen		angen. Formel	$\bar{\varphi}$ Beobachtungen		angen. Formel
	I	II		I	II	
0	74° 45'	74° 45'	—	43° 48'	42° 33'	—
35	74 4			42 40		
70	73 42			42 38		
75		72 45			41 4	
100	73 15		71° 44'			41° 57'
135	72 34			41 52		
150		71 20			40 40	
195	71 53				40 —	
225		70 33				
239	71 50			41 10		
297		70 45			39 40	
300			68 45			40 9
306	70 18					
375	69 48	69 18		40 —	39 10	
410		68 55			39 8	
443	69 45			39 54		
483		68 18			38 34	
500			67 56			39 8
510	69 42			39 54		
560		68 4			38 20	
575	69 32			40 4		
633		67 45			37 50	
700						
705		68 5			38 20	
800	69 12			39 40		

Da hier der p. 1041 erwähnte Fall vorliegt, daß  $n_1^2(1+\kappa_1^2)$  einen ziemlich kleinen Wert hat, so müssen die angenäherten Formeln etwas zu kleine Werte  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\vartheta}$  liefern. Unter Rücksicht hierauf kann man die Beobachtungen als mit der Theorie im Einklang bezeichnen. (Die umständliche Berechnung nach den strengen Formeln erschien angesichts der geringen Übereinstimmung der Beobachtungen untereinander nicht angezeigt.)

## 2. Kupferschichten auf Eisen.

Die Schwierigkeit, Kupferschichten auf Eisen haften zu machen, ist hier vermieden durch Herstellung des Eisenspiegels auf elektrolytischem Wege.

Ein gutes Bad für die Elektrolyse des Eisens ist das folgende:

Zwei Lösungen in gekochtem und dann abgekühltem destillierten Wasser hergestellt aus 1 g Mohrschem Salz, 50 g Wasser; 4—5 g Ammoniumoxalat, 50 g Wasser.

Es muß die *Eisenlösung in die* Ammoniumoxalatlösung gegossen werden. Unter Vermeidung von Gasentwicklung an der Kathode bei einer Stromstärke von 0,5 Amp. erhielt ich auf einer gut polierten Silberplatte den Eisenniederschlag aus diesem Bad genügend rein und blank.

Die Versuche mit einer Reihe anderer Bäder gaben keine guten Resultate: in den meisten Fällen erwies sich das Eisen aus diesen Bädern oxydiert. Um bei der oben angegebenen Herstellungsweise mit Sicherheit jede Oxydschicht zu beseitigen, wurde die Platte nach der Elektrolyse in angesäuertes Wasser gebracht, welches jede Spur von Oxyd wegnimmt. Die Eisenfläche, welche zur Beobachtung der optischen Hauptwinkel gedient hatte, wurde nochmals mit einer Eisenschicht bedeckt, und dann sofort in das Kupferbad gebracht.

Ein freiwilliger Niederschlag des Kupfers auf Eisen wie er sonst stattfindet, war in diesem alkalihaltigen Kupferbad nicht beobachtbar.

Aus der Beobachtung ergab sich für die Werte der Hauptwinkel

	Kupfer (1)	Eisen (2)
$\varphi$	65°—'	74°40'
$\bar{\varphi}$	36 10	26 40

und damit

	Kupfer (1)		Eisen (2)	
	beob.	Drude	beob.	Drude
$n$	0,760	0,64	2,182	2,36
$n x$	2,005	2,62	2,716	3,30
$n^2 (1 + x^2)$	4,596	6,865	12,136	16,45

Die Resultate der Beobachtungen und Berechnungen sind in Tab. IV angegeben.

Tabelle IV.  
Kupfer auf Eisen.

l	$\varphi$ Beobachtungen		angen. Formel	$\bar{\varphi}$ Beobachtungen		angen. Formel	strenge Formel
	I	II		I	II		
0	74° 31'	74° 50'		26° 25'	26° 28'		
100			72° 42'			30° 29'	
110	70 15	71 15		30 52	29 52	30 47	32° 19'
200							
230	69 4	70 20		32 36	32 10	33 32	34 41
300			69 32			34 20	
340	68 32			34 15			
450	68 15	69 5		35 40	35 37	34 36	36 30
570	67 58			36 3			
680		68 24			36 14		
700			67 13			35 4	36 35
800	67 30	68 30		36 4			

Wieder ist  $n_1^2(1 + \kappa_1^2)$  eine ziemlich kleine Zahl, also  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\varphi}$  nach den angenäherten Formeln zu klein; wieder ist unter Rücksicht hierauf die Beobachtung als mit der Theorie im Einklang zu bezeichnen.

### 3. Kupferschichten auf Gold.

Der Goldspiegel wurde auf der Grundlage eines Silberspiegels elektrolytisch hergestellt, in einem Bad von folgender Zusammensetzung:

1 Liter Wasser, 15 g Ferrocyankalium, 15 g kohlen-saures Natron, 2 g Feingold (als Goldchlorid oder Knallgold).

Die Anode war aus Gold.

Die Kupferschichten auf dieser Unterlage wurden wie im vorhergehenden und mit demselben Bad hergestellt.

Aus der Beobachtung (vgl. Tab. IV) ergab sich für die Werte der Hauptwinkel

	Kupfer (1)	Gold (2)
$\varphi$	68° —'	71° 30'
$\bar{\varphi}$	36 40'	39 50

und damit werden die optischen Konstanten gewonnen:

	Kupfer (1)		Gold (2)	
	beob.	Drude	beob.	Drude
$n$	0,719	0,64	0,589	0,37
$n \kappa$	2,015	2,62	2,633	2,82
$n^2(1 + \kappa^2)$	4,571	6,865	7,200	8,08

Die Resultate der Beobachtungen und der Berechnungen sind in Tab. V angegeben.

Hier sind die *beiden* Werte von  $n^2(1 + \kappa^2)$  relativ klein.

Tabelle V.  
Kupfer auf Gold.

$l$	$\varphi$ Beobachtungen		angen. Formel	$\bar{\varphi}$ Beobachtungen		angen. Formel
	I	II		I	II	
0	71°25'	71°35'		39°47'	39°55'	
50			69 55'			39°—'
68	70 11			38 43		
100			69 10			38 47
113		68 32			37 23	
136	69 11			37 45		
200			68 7			37 30
203	68 40			37 10		
226		68 2			36 24	
271	68 16			36 51		
300						
339		68 8			36 40	
384	68 10			36 27		
400			67 6			36 35
452		68 10			36 37	
497	67 46			36 26		
600		68 4			36 36	
610	67 49			36 44		
750	67 56			36 43		

Der Fall, daß sowohl  $n_1^2(1 + \kappa_1^2)$  als  $n_2^2(1 + \kappa_2^2)$  kleine Werte haben, ist in § 4 nicht speziell untersucht worden; es darf aber erwartet werden, daß auch hier die strengen Formeln

etwas größere Zahlen liefern als die angenäherten, welche hier sehr nahe mit den Beobachtungen stimmen.

#### 4. Kupferschichten auf Nickel.

Der Nickelspiegel wurde durch elektrolytischen Niederschlag auf einer Silberplatte erhalten, und darauf die Kupferschichten wie im vorhergehenden erzeugt.

Über das benutzte Nickelbad wird an entsprechender Stelle berichtet werden.

Aus den drei Reihen Beobachtungen ergab sich für die Mittelwerte der  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\vartheta}$  der beiden Metalle:

	Kupfer (1)	Nickel (2)
$\bar{\varphi}$	66°45'	75°30'
$\bar{\vartheta}$	36 27	32 40

und damit wurden die optischen Konstanten berechnet:

	Kupfer (1)		Nickel (2)	
	beob.	Drude	beob.	Drude
$n$	0,695	0,64	1,617	1,79
$n \kappa$	1,349	2,62	3,287	3,32
$n^2(1 + \kappa^2)$	3,903	6,865	13,42	14,17

Tab. VI (p 1052) enthält die Resultate der Beobachtungen und der Berechnungen.  $n^2(1 + \kappa^2)$  unterscheidet sich hier nicht viel von dem entsprechenden Wert für Eisen, und nach der Bemerkung in § 4 muß die strenge theoretische Kurve für  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\vartheta}$ , noch mehr nach oben hin, d. h. also näher den beobachteten Werten verlaufen, als die angenäherte.

#### § 8. Schichten von Nickel.

Von den untersuchten Nickelbädern gab das aus mit Ammoniak gesättigtem Nickelsulfat hergestellte bessere Resultate als die anderen. Immerhin erschien sehr häufig auch

Tabelle VI.

Kupfer auf Nickel.

l	φ Beobachtungen			angen. Formel	̄ Beobachtungen			angen. Formel
	I	II	III		I	II	III	
0	75°48'	75°48'	75°—		32°36'	32°45'	32°41'	
70	74 48				33 40			
75		74 20				32 52		
90			71 55'				33 5	
100				72°20'				34°45'
125		72 36				34 20		
170	73 —				35 40			
200		71 20				35 30		
270		70 45				36 2		
280	71 30				37 8			
300				68 31				36 16
320			69 50				36 12	
400	70 15				37 32			
440		69 50				36 12		
500				67 20				36 19
510	69 17				37 46			
550		68 50				36 13		
560			68 —				36 28	
600								
665		68 12				35 58		
680	68 20				37 45			
780		67 40				35 57		
1000	67 8				37 18			
1020		66 40				35 57		
1130			66 25				36 15	

hier der Niederschlag bräunlich, was sehr selten stattfindet bei den von Langbein angegebenen Bädern.<sup>1)</sup>

Als Anode wurde eine Nickelplatte gewählt, von denselben Dimensionen wie die Kathode.

Es konnten nicht so feine Niederschläge wie beim Kupfer erzielt werden, und zwar aus zwei Gründen:

1) Es sind dies von Langbein-Leipzig fertig in den Handel gebrachte Nickelbäder.



a) Infolge der großen Zersetzungsspannung ist es nicht möglich, Abscheidungen bei kleineren Stromstärken als 12 bis 13 Milliamp. zu erhalten, was sehr wesentlich ist für die Feinheit des Niederschlages.

b) Unter 30 Sek. Zeitdauer bei 15 Milliamp. Stromstärke nehmen die Niederschläge eine bräunliche Farbe an, und die beobachteten Konstanten entfernen sich von den theoretischen.

Um diese Übelstände zu beseitigen, wurden verschiedene Mittel angewandt. Es lag zunächst der Gedanke nahe, daß diese Änderung von Sauerstoff herrührt, welcher an der metallischen Oberfläche haftet und die außerordentlich dünne Nickelschicht angreift. Deshalb wurde die Oberfläche mit Wasserstoff beladen, entweder indem man die Platte mehrere Stunden in der Wasserstoffatmosphäre ließ, oder die Wasserstoffladung elektrolytisch herbeiführte. Die so behandelte Platte muß dann schnell in das Nickelbad gebracht werden.

Eine merkliche Besserung war aber nicht zu beobachten, und das einzige Mittel eine solche zu erlangen, bestand darin, daß man auf einmal eine beträchtlichere Nickelmenge sich abscheiden ließ.

Infolgedessen sind die Punkte der Kurven weniger zahlreich als bei Kupfer.

Die Platten, welche den Nickelniederschlag aufnahmen, hatten eine Fläche von  $8,2 \text{ cm}^2$ .

Für die Berechnung der Dicke ist das elektrochemische Äquivalent des Nickels ( $E$ ) gleich  $3,04 \cdot 10^{-4} \text{ g}$  genommen.

#### 1. Nickelschichten auf Kupfer.

Auf einer gut polierten Silberplatte wurde Kupfer abgeschieden und auf dieses der Nickelniederschlag gebracht. Die optischen Konstanten für Kupfer sind hier ein wenig geändert.

Das kommt daher, daß jede Kupferfläche, auf welche Nickel abgesetzt werden sollte, vorher mit schwach schwefelsaurem Wasser abgewaschen wurde.

Meine ersten Versuche, um die Nickelschichten zu erhalten, wurden mit einem Strom von 15 Milliamp. bei einer Zeitdauer von 20 Sek. angestellt, was einer Schichtdicke von

120  $\mu\mu$  entspricht. Es wurde Schicht auf Schicht abgelagert und jedesmal die optischen Hauptwinkel beobachtet.

Bessere Resultate ergaben sich bei doppelter oder noch größerer Zeit (bis 50—60 statt 20 Sek.); am besten war das Ergebnis wenn die ganze Nickelschicht mit einem Male gebildet wurde.

Entsprechend dieser Tatsache sind die ebenfalls in der Tab. VII gegebenen Beobachtungen ausgeführt: dabei wurde jedesmal die Kupferunterlage mit angesäuertem Wasser abgespült.

Die benutzten  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\delta}$  stehen in der Tab. VI; damit wurden die optischen Konstanten gefunden:

	Nickel (1)		Kupfer (2)	
	beob.	Drude	beob.	Drude
$n$	1,504	1,79	0,888	0,64
$n \times$	3,133	3,32	2,46	2,62
$n^2(1 + \kappa^2)$	12,03	14,17	9,67	6,86

Hier sind  $n^2(1 + \kappa^2)$  für die beiden Metalle relativ hoch und in Wirklichkeit steht selbst die angenäherte theoretische Kurve den beobachteten Werten für  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\delta}$  sehr nahe, wie aus der Tabelle zu ersehen ist.

Tabelle VII.

Nickel auf Kupfer.

$l$	$\bar{\varphi}$ beob.	angen. Formel	$\bar{\delta}$ beob.	angen. Formel
0	69° 20'		40° 30'	
100		71° 23'		34° 50'
190	70 45		34 18	
200				32 21
250	72 26		32 40	
300	73 33	73 41	32 32	31 41
380	73 30		32 22	
500	73 58	74 23	32 36	31 47
760	74 30		32 10	

2. Nickelschichten auf Silber.

Es wurden drei Serien von Beobachtungen an derselben Platte gemacht. Das war möglich, weil sich der Nickelniederschlag nach mehreren Stunden in genügend schwefelsaurem Wasser auflöst, ohne das die Silberplatte angegriffen wird.

Was die Zeitdauer der Elektrolyse anbetrifft, so wurden immer 30 Sek. überschritten:

Die Mittelwerte von  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\vartheta}$

	Nickel (1)	Silber (2)
$\bar{\varphi}$	75° 20'	74° 30'
$\bar{\vartheta}$	32 40	43 15

wurden benutzt zur Berechnung der optischen Konstanten

	Nickel (1)		Silber (2)	
	beob.	Drude	beob.	Drude
$n$	1,598	1,79	0,221	0,18
$n \kappa$	3,243	3,32	3,315	3,67
$n^2(1 + \kappa^2)$	13,072	14,17	11,105	13,40

Tabelle VIII.

Nickel auf Silber.

$l$	$\varphi$ Beobachtungen			angen. Formel	$\bar{\vartheta}$ Beobachtungen			angen. Formel
	I	II	III		I	II	III	
0	74° 32'	74° 30'	74° 30'		43° 15'	43° 15'	43° 17'	
100				73° 41'				36° 50'
185	72 —				35 15			
250			72 52				34 10	
300				72 44				32 13
310		73 15				32 10		
360	73 35				31 40			
500			74 —	74 54			31 47	31 45
730	74 58				32 3			
740		75 13				32 14		
750			74 52				31 48	
1000		75 17				32 28		
1010			75 22				32 42	

Die Resultate der Beobachtungen und der Berechnungen sind in vorstehender Tab. VIII angegeben.

Wie zumeist bei Nickelschichten stehen die angenäherten theoretischen Zahlen nicht weit von den beobachteten Werten der  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\vartheta}$  ab.

### 3. Nickelschichten auf Gold.

Der Goldspiegel wurde elektrolytisch auf einer Silberplatte aus einem von Langbein fertig in den Handel gebrachten Goldbad hergestellt.

Die Nickelschichten wurden aus dem Bad p. 1052 erzeugt. Bei den in Tab. IX gegebenen Beobachtungen betrug die Zeitdauer jedes Niederschlages 50 Sek.; blieb die Dauer unterhalb 30 Sek., so wiederholten sich die oben erwähnten Erscheinungen.

Die für die Berechnung benutzten optischen Konstanten ergaben sich zu:

	Nickel (1)		Gold (2)	
	beob.	Drude	beob.	Drude
$n$	1,650	1,79	0,296	0,37
$n \times$	3,252	3,32	2,584	2,82
$n^2(1 + x^2)$	13,296	14,17	6,766	8,08

Tab. IX enthält die Resultate der Beobachtungen. Wie schon gesagt, stimmen auch hier die berechneten angenäherten Werte von  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\vartheta}$  hinreichend mit den Beobachtungen überein.

Tabelle IX.  
Nickel auf Gold.

$l$	$\bar{\varphi}$ beob.	angen. Formel	$\bar{\vartheta}$ beob.	angen. Formel
0	71° 10'		42° 8'	
100		72° 58'		49° 33'
300		74 22		31 5
315	74 4		31 42	
500		75 1		31 10
630	74 58		31 37	
1130	75 28		32 21	

§ 9. Schichten von Gold.

Das elektrolytische Goldbad war ein von Langbein fertig in den Handel gebrachtes Bad.

Die Anode war aus Gold; der Abstand der Elektroden betrug 6—7 cm. Die Metallplatte, auf welche sich der Niederschlag absetzte, besaß eine Fläche von 8,2 cm<sup>2</sup>.

Infolge seiner kleinen Zersetzungsspannung ist Gold wohl geeignet, ebenso feine oder wohl noch feinere Niederschläge als Kupfer zu geben, nur ist es häufig geneigt, einen bräunlichen Hauch anzunehmen, der mit der Zeit matt wird. Ohne diesen Übelstand hatten sich die Versuche über eine viel größere Zahl von Kombinationen ausdehnen lassen. Ob die Ursache allein in der Stärke des Stromes zu suchen ist, war aus Versuchen mit verschiedenen Stromstärken nicht deutlich zu erkennen.

1. Goldschichten auf Nickel.

Es wurde zuerst Nickel elektrolytisch auf eine Silberplatte niedergeschlagen und dann darauf Gold. Es sind hier die beiden Reihen gegeben, bei welchen das Gold bis zum Ende von jedem Hauch frei erschien.

Die Stromstärke betrug in I. Reihe 10 Milliamp., in II. Reihe 15 Milliamp.

Die Mittelwerte für  $\bar{\varphi}$  und  $\bar{\vartheta}$  sind:

	Gold (1)	Nickel (2)
$\bar{\varphi}$	71° 20'	75° 20'
$\bar{\vartheta}$	41 10	32 40

und daraus ergaben sich die optischen Konstanten

	Gold (1)		Nickel (2)	
	beob.	Drude	beob.	Drude
$n$	0,374	0,37	1,520	1,79
$n \kappa$	2,764	2,82	2,308	3,32
$n^2(1 + \kappa^2)$	7,775	8,08	13,230	14,17

Die Resultate der Beobachtungen und der Berechnungen sind in Tab. X angegeben.

Tabelle X.  
Gold auf Nickel.

$l$	$\varphi$ Beobachtungen		angen. Formel	$\bar{\varphi}$ Beobachtungen		angen. Formel
	I	II		I	II	
0	75° 12'	75° 35'		32° 30'	32° 51'	
100			73° 44'			36° 56'
110	72 57			33 50		
130		73 7			34 10	
260	72 52			37 7		
380		72 27			38 42	
390	72 32			38 20		
400			71 49			40 40
525	72 24			38 57		
600			71 26			41 23
640		71 52			40 38	
690	71 52			40 30		
700						
950	71 34			40 45		
1150		71 40			41 13	
1300	71 —			41 6		

Während die beobachteten Zahlen für  $\varphi$  sich nach dem p. 1056 Erörterten sehr nahe den theoretischen Werten anschließen, liegen die Beobachtungen für  $\bar{\varphi}$  auffallend tief. Der Sinn der Abweichung ist ein solcher als wenn nicht die volle berechnete Goldmenge wirklich ausgeschieden wäre.

Die Arbeit wurde im physikalischen Institut zu Göttingen auf Anregung und unter dem Beistand von Hrn. Geh. Rat. Prof. Dr. W. Voigt angefertigt.

Es ist mir eine angenehme Pflicht, ihn an dieser Stelle meiner Erkenntlichkeit zu versichern und ihm für seine oft gezeigte Bereitwilligkeit zu danken.

Ebenso statte ich den Herren Professoren Coehn und Krüger für ihre Unterstützung meinen Dank ab.

(Eingegangen 25. August 1910.)

10. *Über monochromatische Beleuchtung von  
Spektralphotometern;  
von André Callier.<sup>1)</sup>*

Starke monochromatische Lichtquellen sind für viele physikalische Untersuchungen unentbehrlich, insbesondere auch, wie Martens und Grünbaum gezeigt haben<sup>2)</sup>, für spektral-photometrische Messungen.

Die genannten Autoren benutzten:

1. Funkenstrecken zwischen zwei Metallelektroden,
2. zwischen Lösung und Metall,
3. leuchtende Flammen,
4. Geissleröhren,
5. die Aronsche Quecksilberbogenlampe.

Verfasser verwendet mit Vorteil: I. Eine Quarz-Hg-Lampe mit Zusatz von Zn, Cd und Tl.

II. Lichtbogen zwischen metallhaltigen Kohleelektroden; die benutzten Lampen sind in folgendem kurz beschrieben.

Die zu den Messungen benutzten Spektrallinien sind III. in einer Tabelle nach Wellenlängen geordnet.

Sodann IV. sind einige Zusatzteile zur Beleuchtungseinrichtung des König-Martensschen Spektralphotometers<sup>3)</sup> beschrieben und endlich V. ist auf die Reinigung des monochromatischen Lichtes durch Farbfilter hingewiesen worden.

I.

Die benutzte Quecksilberlampe ist von der Quarzlampen-Gesellschaft, G. m. b. H., Hanau a/M. bezogen worden. Die ganze Lampe muß aufgehängt werden. Außer dem eigent-

1) Bei der Abfassung der vorliegenden Abhandlung in deutscher Sprache hat mich Prof. Martens freundlichst unterstützt.

2) F. F. Martens u. F. Grünbaum, Ann. d. Phys. 12. p. 993. 1903.

3) F. F. Martens, Über eine Neukonstruktion des Königschen Spektralphotometers. Verhandl. d. Physik. Ges. 1. p. 280—284. 1899.

lichen Brenner aus Quarzglas ist eine magnetische Kippvorrichtung für den Brenner vorhanden. Auch sind Eisenwiderstände angebracht. — In der Regel ist nicht der mitgelieferte Hg-Brenner benutzt worden; sondern derselbe ist ersetzt durch einen anderen Brenner, den Verfasser von der Firma W. C. Heraeus, Hanau a/M. erhielt. Der letzte Brenner enthielt anstatt des reinen Hg ein Amalgam, bestehend aus 94 Proz. Hg, 2 Proz. Cd, 2 Proz. Zn und 2 Proz. Tl. Der Bogen brennt sehr ruhig und liefert nahezu im ganzen sichtbaren Spektralgebiet äußerst lichtstarke Spektrallinien. Natürlich ist die Lampe von allen Seiten bis auf eine kleine Öffnung abgeblendet, so daß der Beobachter sich in möglichster Dunkelheit befinde.

## II.

Als Bogenlampe wurde eine Kopierlampe der A.-E.-G. für eine Stromstärke von 8 Amp. verwendet. Der Glaszylinder



Fig. 1.

ist durch einen elektrisch isolierten Messingzylinder mit einer kleinen Öffnung ersetzt. In vorstehender Fig. 1 ist *L* die Bogenlampe, deren Licht in den Tubus *T* fällt.



In dem Gehäuse *V* sitzt ein Zentrifugalventilator, welcher die im Lichtbogen entstehenden Dämpfe aufsaugt und aus dem Beobachtungszimmer entfernt.

Die untere positive Dochkohle<sup>1)</sup> wird durchbohrt. Zu dieser Bohrung wird das verdampfende Material gebracht:

Al<sup>2)</sup>, Ag<sup>3)</sup>, Pb<sup>4)</sup>, Cu<sup>3)</sup>, Cd<sup>3)</sup>, Zn<sup>3)</sup>, Sn als Drähte.

LiOH<sup>3)</sup>, BaCO<sub>3</sub><sup>3)</sup>, CaCO<sub>3</sub><sup>3)</sup>, SrCO<sub>3</sub><sup>3)</sup> als Pulver.

KCl<sup>4)</sup>, RbCl<sup>3)</sup>, CsCl<sup>3)</sup> als Pulver mit Quarzsand gemischt.

Na<sup>3)</sup> wird verdampft, indem ein Glasstab in die Bohrung gesteckt wird. Für jedes Material wird eine durchbohrte Kohle angefertigt und im Exsikkator mit P<sub>2</sub>O<sub>5</sub> aufbewahrt. Für die Messungen mit Zn und Cd wird meistens die Bogenlampe durch die Amalgamlampe ersetzt.

### III.

Folgende Tabelle gibt in Ångström-Einheiten, die Wellenlängen der benutzten Linien an. Die Wellenlängen sind meistens dem Atlas von Hagenbach und Konen, im roten Teil einer Arbeit von Dr. Mees<sup>5)</sup> entnommen.

Tabelle. 6)

Ca	3934	Zn	4680	Ca	5270
Al	3962	Zn	4722	Tl	5357
Ca	3969	Cd	4800	Hg	5461
Hg	4047	Zn	4811	Ba	5536
Hg	4078	Hg	4916	Sn	5632
Sr	4078	Ba	4934	Cu	5700
Li	4132	Li	4972	Rb	5724
Ag	4212	Pb	5005	Ba	5778
Hg	4359	Cd	5086	Cu	5782
Ca	4455	Cu	5101	Hg	5760
Cs	4555	Cu	5153	Hg	5789
Li	4602	Ag	5209	Ba	5854

1) Marke: Plania enclosed.

2) Brennt gut.

3) Brennt sehr gut.

4) Brennt mittelmäßig oder gibt nur schwache Linien.

5) C. E. Kenneth Mees, Plates sensitized with Dicyanin and photography of the infra red. Phot. Journ. p. 25. 1908.

6) Die fettgedruckten Wellenlängen gibt die Amalgamlampe.

Tabelle (Fortsetzung).

Na	5892	Cd	6439	Sr	7072
Ba	5972	Ba	6497	Cu	7132
Cs	6011	Ba	6596	Rb	7262
Rb	6071	Li	6708	Sr	7317
Li	6104	Sr	6791	Rb	7406
Ba	6142	Sr	6880	K	7669
Rb	6160	K	6911	K	7701
Cs	6213	K	6939	Rb	7802
Rb	6299	Cs	6974	Rb	7951
Zn	6362				

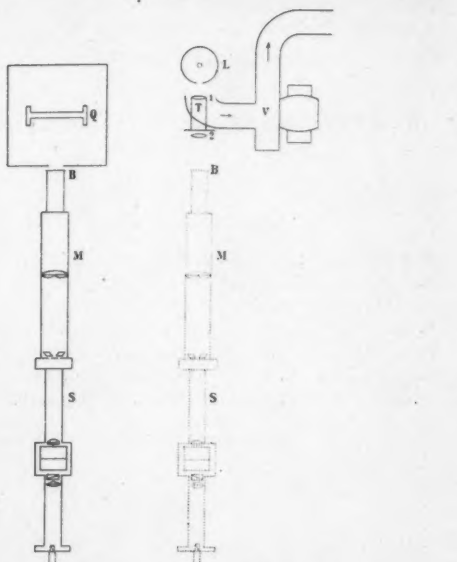
## IV.

Die von Martens konstruierte Beleuchtungseinrichtung trägt vorne eine Milchglasplatte; leider schwächt diese das hindurchgehende Licht außerordentlich.

Die Lichtstärke kann man nach Hrn. Bechstein, Mitarbeiter der Firma Franz Schmidt und Haensch, sehr viel günstiger gestalten, wenn man hinter die Milchglasscheibe eine plankonvexe Linse kittet, deren konvexe Seite versilbert ist, und eine kleine Öffnung für den Lichtaustritt besitzt.

Die Bechsteinsche Beleuchtungsplatte hat Verfasser möglichst für alle Messungen verwandt; leider ist bei manchen der obigen Emissionslinien und bei manchen Absorptionsstreifen die Helligkeit noch nicht hinreichend. Für diese, und nur für diese Fälle wird man die Beleuchtungsplatte aus Mattglas vorziehen. Der Hg- oder Amalgambrenner kann ohne weiteres vor die Beleuchtungsplatte gestellt werden. Dagegen hat Verfasser zwischen Kohlelichtbogen und Beleuchtungsplatte noch zwei Linsen geschaltet, welche am Tubus *T* der Fig. 1 angebracht sind und folgenden Zweck haben. Der Bogen wird von Linse 1 auf der Linse 2 abgebildet, deren Fassung alles von den glühenden Kohlen herrührende Licht abblendet. Die Linse 2 bildet Linse 1 auf der Beleuchtungsplatte ab. — In Fig. 2 ist eine zweckmäßige Anordnung der Versuchsapparate dargestellt. Die Kopierlampe *L* beleuchtet die Beleuchtungsplatte *B* durch die Linsen 1 und 2. Das Photometer kann

eventuell mit Hilfe von Holzschienen seitlich verschoben werden, so daß *B* von dem Quarzbrenner beleuchtet wird.



*Q* Amalgam-Quarzbrenner.

*B* Beleuchtungsplatte.

*M* Martensche Beleuchtungsvorrichtung.

*S* Spektralphotometer.

*L* Kopierbogenlampe.

*V* Elektrischer Zentrifugalventilator.

*1* und *2* Linsen.

Fig. 2.

# V.

Das Gesichtsfeld des Spektralphotometers ist bei Anwendung von monochromatischen Lichtquellen hinreichend frei von Licht, dessen Wellenlänge der des benutzten Lichtes benachbart ist. Damit nicht Licht entfernterer Wellenlängen durch Reflexion oder diffuse Zerstreuung an den vielen optischen Flächen ins Gesichtsfeld kommt, hat Professor F. F. Martens diese Flächen möglichst beschränkt, zum Teil schräg gelegt und besonders sorgfältig schleifen und polieren lassen. Als weiteres Mittel, diese Fehlerquelle zu vermeiden, bietet sich die Reinigung des monochromatischen Lichtes durch Farb-

filter dar. Die Firma Wratten and Wainwright, Croydon, Surrey bringt so vorzügliche Trockenfilter auf den Markt, daß die Mühe dieser Reinigung gering ist und nach Ansicht des Verfassers bei spektralphotometrischen Messungen, wie übrigens Dr. Mees schon darauf hingewiesen hat, nicht versäumt werden sollte.

Gent, Privatlaboratorium für photograph. Untersuchungen.

---

#### Allgemeine Bibliographie.

- J. Hartmann, Zeitschr. f. wiss. Phot. p. 259. 1908.  
 F. Kohlrausch, Lehrb. d. prakt. Physik.  
 M. Iklé, Zeitschr. f. wiss. Phot. 1908.  
 E. A. Wülfing, Arch. f. wiss. Phot. p. 114. 1900.  
 F. F. Martens u. F. Grünbaum, l. c.  
 H. Konen u. W. Jungjohann, Physik. Zeitschr. p. 112. 1910.  
 H. E. Ives, Brit. Journ. of Phot. p. 363. 1910.

(Eingegangen 28. August 1910.)

